

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Giroscópios de Fibra Óptica

João Carlos Pereira Ricarte

Mestrado Integrado em Engenharia Física

Dissertação orientada por:
Professor Doutor Manuel Adler Sanchez de Abreu

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer as várias pessoas que partilharam muito do esforço necessário para que eu pudesse chegar onde estou. Espero não deixar ninguém para trás.

Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao meu orientador o professor Manuel Abreu. Foi um orientador que me ajudou em momentos fulcrais do trabalho de estágio e que me deu força e estímulo nos momentos mais difíceis.

Não posso também deixar de agradecer a toda a equipa do Laboratório de Óptica Lasers e Sistemas. Foram extraordinariamente acolhedores e simpáticos, estando disponíveis para tudo o que houvesse. De entre eles eu tenho de agradecer em especial ao David Alves, ao Fernando Carvalho e ao Filipe Velosa. O David por ter sido uma pessoa que ouviu todas as minhas ideias por vezes tirando do seu tempo precioso mesmo quando as ideias eram más. O Fernando por ter estado disponível para tudo, mesmo quando apenas precisava de um parafuso. E o Filipe por ser um excelente colega de laboratório com quem partilhei momentos bons e maus.

Não posso deixar de agradecer à minha família e pessoas próximas. Não só aos meus pais, Carlos Costa e Maria Félix, e irmãos que foram incansáveis no seu apoio incondicional, mas também à Daniela Grendele e à dona Maria Gouveia. Sem a Daniela eu não teria acabado esta tese, porque o apoio e estímulo foram de incomparável contribuição: é uma namorada e noiva incansável. A dona Maria pela sua generosidade e paciência sem limites, por ter me apoiado quando eu mais precisava quando a isso não era obrigada.

Por fim mas não menos importante queria agradecer a todos os professores que passaram pela minha vida, não só durante o meu curso mas durante toda a minha vida. Sem eles eu não estaria a viver esta etapa importante da minha vida.

Quero por fim agradecer a todas as outras pessoas que de algum modo estiveram presentes na minha vida em todos os seus aspetos e vivências. A todos eles os meus sinceros agradecimentos pois ajudaram a tornar-me naquilo que sou hoje.

RESUMO

Os giroscópios são sensores de rotação que permitem manter a referência angular a um dado referencial inercial. São hoje em dia utilizados nas mais diversas aplicações que operam nas mais variadas condições (meio espacial, aéreo, terrestre ou aquático) com os mais variados objetivos (sensor de posição angular, velocidade angular ou aceleração angular).

Muitas das aplicações que utilizam giroscópios surgiram recentemente e com requisitos diversos das aplicações ditas tradicionais devido aos desenvolvimentos científicos e tecnológicos que permitiram o surgimento de giroscópios com princípios físicos e características muito dispares do princípio físico e das características na base do giroscópio mecânico. Os novos giroscópios surgiram não só para substituir os giroscópios mecânicos, mas principalmente para potenciar o surgimento de novas aplicações ou para responder às necessidades tecnológicas de aplicações existentes.

De entre os novos giroscópios que surgiram no século passado há que destacar os giroscópios ópticos que surgiram na segunda metade do século passado. Estes baseiam-se no efeito de Sagnac descoberto e estudado na primeira metade do século. Os giroscópios ópticos diferem do giroscópio mecânico por serem sensores de velocidade angular e não de posição angular. Podem no entanto ser usados como sensores de posição angular pela análise do sinal dos mesmos, integrando a velocidade angular em cada instante. Estes surgiram com o advento de duas tecnologias ópticas essenciais: o laser que permitiu o surgimento dos giroscópios de anel laser e a fibra óptica e o díodo laser que permitiram o surgimento dos giroscópios de fibra óptica. Estes são as duas maiores tecnologias de giroscópios ópticos existentes, sendo que a que é mais estudada e desenvolvida atualmente é a tecnologia de giroscópios de fibra óptica pela sua adaptabilidade e flexibilidade, podendo ser implementados em função de quase todas as aplicações de giroscópios existentes.

É nos giroscópios de fibra óptica que esta dissertação se baseia. Foi realizada uma pesquisa teórica e um trabalho laboratorial de forma a estudar os giroscópios de fibra óptica, as suas características e limitações. Os objetivos principais foram alcançados tendo sido desenvolvido um giroscópio interferométrico de fibra óptica com uma gama dinâmica de cerca de 60 °/s e uma incerteza de cerca de 1°/s. Este, apesar de ter uma incerteza grande em relação à gama dinâmica (1:60), responde aos objetivos podendo ser utilizado como material didático para as disciplinas da área da Óptica. Por outro lado o trabalho realizado pode servir de base para investigação e desenvolvimento de um giroscópio para aplicações mais avançadas com requisitos mais exigentes como são as aplicações da área dos micro-satélites.

Palavras-chave: Fibra óptica, Giroscópio, Óptica, Efeito de Sagnac, Velocidade angular

ABSTRACT

Gyroscopes are rotary sensors which allow the maintaining of an angular reference to an inertial frame. Currently they are used in the most diverse range of appliances which operate in a variety of conditions (space, aero, ground or aquatic conditions) with different uses (as angular, rotation or torque sensors).

Many gyroscope appliances appeared recently and with different requirements than older or so called traditional ones due to scientific and technological advances. This allowed for the appearance of gyroscopes that follow different physical principles and characteristics which are the basis of the mechanical gyroscope. New gyroscopes appeared not only to replace the mechanical ones yet to enable the new appliances to emerge or to give answer to the technological needs of existing ones.

From within the new optical gyroscopes which emerged in the last century it is important to recall the optical gyroscopes which emerged in the second half of the last century. These are based on the Sagnac effect which was discovered and studied in the first half of the century. Optical gyroscopes differ from mechanical gyroscopes in that they are angular velocity sensors and not angular position sensors. They can however be used as angular position sensors through the analysis of their signal through the integration of the angular velocity in every moment. These appeared with the advent of two essential optical technologies: the laser, which allowed for the appearance of laser ring gyroscopes, optic fiber and laser diode, which allowed the development of fiber optic gyroscopes. These two are the major optic gyroscope technologies which exist being. The most studied and developed of the two is currently fiber optic due to its flexibility and capability to be adapted to almost any appliance.

This dissertation is based on fiber optic gyroscopes. Theoretical research and laboratorial work was done in order to study optical gyroscopes: their characteristics and limitations. We create an interferometric fiber optic gyroscope with a dynamic range of approximately 60 °/s and an uncertainty of approximately 1 °/s. Although it had a large uncertainty with relation to the dynamic range (1:60), it fulfills the objectives, having the possibility of being used as didactic material for courses in the area of Optics or as the basis for further research and development of a gyroscope for more advanced appliances with harder requirements such as is the appliances in the subject area of micro-satellites.

Keywords: Optical fiber, Gyroscope, Optics, Sagnac effect, Angular velocity

ÍNDICE

Agradecimentos.....	ii
Resumo.....	iii
Abstract.....	iv
Lista de Figuras.....	vii
Lista de Tabelas.....	ix
Lista de Gráficos.....	x
Lista de Abreviaturas.....	xii
Lista de Siglas.....	xiv
1 Introdução.....	1
2 Conceitos Teóricos.....	2
2.1 Efeito de Sagnac.....	2
2.1.1 Efeito de Sagnac no Vácuo.....	2
2.1.2 Efeito de Sagnac num Meio Óptico.....	4
2.2 Giroscópio Óptico.....	5
2.2.1 Modulação de fase.....	6
2.2.2 Recirculação dos feixes de luz numa cavidade ressonante.....	7
2.2.3 Interferómetro de Sagnac.....	8
2.2.4 Interferómetro de Michelson-Gale.....	9
2.2.5 Giroscópio em Anel Laser.....	10
2.2.6 Giroscópios de Fibra Óptica.....	11
2.2.6.1 Giroscópio Interferométrico de Fibra Óptica.....	11
2.2.6.2 Limitações de um GIFO.....	13
2.2.6.2.1 Ruído eletrónico.....	13
2.2.6.2.2 Reflexões internas e dispersão.....	14
2.2.6.2.3 Efeito de Kerr Óptico.....	15
2.2.6.2.4 Efeito de Faraday Magneto-Óptico e Efeito Magneto-Óptico Transverso.....	15
2.2.6.2.5 Birrefringência e Polarização.....	16
2.2.6.2.6 Flutuações na Temperatura.....	17
2.2.6.2.7 Vibrações e Ruído Acústico.....	18
2.2.6.2.8 Componentes ópticos ótimos para o GIFO.....	18
2.2.6.3 Giroscópio Ressonante de Fibra Óptica.....	19
2.2.6.4 Outros Giroscópios.....	19
2.2.7 Comparação entre os Vários Tipos de Giroscópios.....	20
3 Desenvolvimento e Implementação de um GIFO.....	23
3.1 Acoplador em fibra óptica.....	24
3.2 Controlador de polarização de fibra óptica.....	25
3.2.1 Utilização de um controlador de polarização nas montagens de laboratório.....	26

3.3 Equipamento Usado.....	27
3.3.1 Fonte de luz.....	27
3.3.2 Acopladores.....	28
3.3.3 Bobine de fibra óptica.....	30
3.3.4 Controlador de polarização em fibra óptica.....	30
3.3.5 Fotodíodo InGaAs 800-1700nm – Thorlabs DET01CFC.....	31
3.4 Características teóricas do Sensor.....	31
4 Resultados Laboratoriais.....	33
4.1 Dados Recolhidos e Análise em Montagens sem o Controlador de Polarização em Fibra Óptica.....	34
4.1.1 Montagem 1.....	34
4.1.2 Montagem 2.....	35
4.1.3 Análise dos dados.....	35
4.2 Dados Recolhidos e Análise em Montagens Com o Controlador de Polarização em Fibra Óptica no Enrolamento de Fibra Óptica.....	36
4.2.1 Montagem 3.....	36
4.2.2 Montagem 4.....	37
4.2.3 Montagem 5.....	38
4.2.4 Análise dos dados.....	38
4.3 Dados Recolhidos e Análise em Montagens com o Controlador de Polarização em Fibra Óptica entre os Acopladores.....	39
4.3.1 Montagem 6.....	40
4.3.2 Montagem 7.....	40
4.3.3 Análise dos dados.....	41
4.4 Dados Recolhidos e Análise em Montagens com a Configuração Otimizada.....	42
4.4.1 Montagem 8.....	42
4.4.2 Análise dos dados.....	44
5 Conclusão.....	46
6 Bibliografia.....	48

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1: Esquema vetorial do percurso óptico em relação ao eixo de rotação. De notar que a área do segmento infinitesimal triangular é descrita pela equação apresentada.....	2
Figura 2.2: Esquema de um percurso óptico circular fechado percorrido por dois feixes de luz com o mesmo ponto de origem, que se propagam num meio óptico em sentidos opostos num referencial em rotação.....	4
Figura 2.3: Esquema de montagem usado por Georges Sagnac para descrever o efeito homónimo. A letra S refere-se à área circunscrita pelo percurso óptico, T e R referem-se aos feixes que se propagam no sentido horário e anti-horário, respetivamente (retirado de [5]).....	9
Figura 2.4: À direita: Esquema de montagem da experiência de Michelson e Gale. O interferómetro de maior área usava como percurso óptico o trajeto ADEF, enquanto que o interferómetro de menor área usava o percurso óptico ADCB. À esquerda vemos o pormenor de um dos espelhos de canto utilizados. Os espelhos A, B e C eram semi-espelhos de forma a funcionarem como divisor de feixe (retirado de [8]).....	10
Figura 2.5: Configuração do GAL (retirado de [5]).....	10
Figura 2.6: Configuração do GIFO sem modulador de fase (retirado de [6]).....	12
Figura 2.7: Configuração do GIFO com malha aberta (retirado de [10]).....	12
Figura 2.8: Configuração do GIFO com malha fechada (retirado de [10]). ; ;.....	13
Figura 2.9: Esquema da interface fibra/ar (retirado de [5]).....	14
Figura 2.10: Esquema explicativo do efeito de Kerr óptico [5].....	15
Figura 2.11: Esquema do efeito de Faraday. V é a constante de Verdet (retirado de [5]).....	15
Figura 2.12: Esquema de um percurso óptico fechado com as várias polarizações possíveis representadas. Ter em atenção que a direção de A1 é a direção da polarização principal paralela à direção do polarizador e A2 é a direção da polarização perpendicular à direção do polarizador. Nas polarizações resultantes o primeiro índice corresponde à direção de polarização de origem e o segundo índice à direção de polarização resultante (retirado de [5]).....	16
Figura 2.13: Esquema de uma perturbação não compensada na fibra óptica provocada por uma variação da temperatura (retirado de [5]).....	17
Figura 2.14: Configuração do GRFO (retirado de [10]).....	19
Figura 3.1: Esquemas de montagem dos GIFO baseados num acoplador 2x2 (em cima) e num acoplador 3x3 (em baixo)(adaptado de [10]).....	23
Figura 3.2: Esquema de um acoplador de fibra óptica. Em baixo está um esquema de acoplamento: em que a luz se mantém na mesma guia de onda: $1 \leftrightarrow 3$ e $2 \leftrightarrow 4$; em que a luz muda de guia de onda: $1 \leftrightarrow 4$ e $2 \leftrightarrow 3$ (adaptado de [21]).....	24
Figura 3.3: Fotografia de um controlador de polarização em fibra óptica. O eixo rápido é coplanar com o plano de cada pá, sendo perpendicular ao eixo de rotação (retirado de [16]).....	25
Figura 3.4: Esquema de montagem incluindo um controlador de polarização numa das extremidades do enrolamento de fibra óptica.....	27

Figura 3.5: Estudo do rácio de acoplamento do acoplador 1. Em dB são apresentados os valores das perdas.....	29
Figura 3.6: Estudo do rácio de acoplamento do acoplador 2.....	29
Figura 3.7: Esquema de montagem para a medição do acoplamento em função da polarização. Devido ao facto de não existir no laboratório um polarímetro, apresentamos um esquema explicativo da posição das pás do controlador de polarização. Esta notação para a posição das pás será usada daqui em diante.....	29
Figura 4.1: Fotografia da montagem experimental.....	33
Figura 4.2: Esquema de montagem para a montagem 1.....	34
Figura 4.3: Esquema de montagem para a montagem 2.....	35
Figura 4.4: Esquema de montagem para a montagem 3.....	36
Figura 4.5: Esquema de montagem para a montagem 4.....	37
Figura 4.6: Esquema de montagem para a montagem 5.....	38
Figura 4.7: Esquema de montagem para a montagem 6.....	40
Figura 4.8: Esquema de montagem para a montagem 7.....	40
Figura 4.9: Esquema de montagem para a montagem 8.....	42

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Requisitos e constrangimentos para giroscópios em micro-satélites de baixa órbita retirado de [14].....	21
Tabela 2: Vantagens da tecnologia de giroscópio de fibra óptica. O GIFO com uma fase constante (no caso representado um giroscópio de fibra óptica com um acoplador 33) é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Analógico, enquanto que o GRFO é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Digital. Ring Laser Gyro – GAL (adaptado de [9]).....	21
Tabela 3: Comparação entre o desempenho dos diferentes giroscópios ópticos. O GIFO com uma fase constante (no caso representado um giroscópio de fibra óptica com um acoplador 33) é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Analógico, enquanto que o GRFO é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Digital. Ring Laser Gyro – GAL (adaptado de [9]).....	21
Tabela 4: Comparação entre tecnologias de giroscópios ópticos. O GIFO com uma fase constante (no caso representado um giroscópio de fibra óptica com um acoplador 33) é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Analógico, enquanto que o GRFO é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Digital. Ring Laser Gyro – GAL (adaptado de [9]).....	22
Tabela 5: Especificações segundo o fabricante.....	27
Tabela 6: Especificações do fabricante. De ter em atenção que o valor de perdas dependentes da polarização medido experimentalmente corresponde às especificações.....	29
Tabela 7: Especificações do fabricante para a fibra óptica mono-modo SMF-28e+.....	30
Tabela 8: Tabela de interpretação do gráfico anterior. A cada intervalo temporal faz corresponder uma configuração do controlador de polarização.....	41
Tabela 9: Quadro com os valores dos vários coeficientes da curva de calibração do sensor e comparação com os resultados esperados.....	44

LISTA DE GRÁFICOS

Gráfico 1: Função de modulação de fase para adicionar uma fase constante à diferença de fase entre os feixes de luz.....	7
Gráfico 2: Gama dinâmica em função da sensibilidade para cada tipo de giroscópio e as suas aplicações práticas (retirado de [10]). FOG – giroscópio de fibra óptica; RLG – giroscópio de anel laser; MEMS – sistema micro-electro-mecânico; IO gyros – giroscópio óptico integrado; ICBM – mísseis balísticos intercontinentais. De observar que a velocidade angular de rotação da terra é de cerca de 15 °/h (retirado de [10]).....	20
Gráfico 3: Espectro óptico para uma temperatura de 26.0 °C e uma corrente de 20.0 mA. É de ter em atenção que o laser não apresenta apenas um modo, mas vários, tendo um modo dominante para 1548 nm.....	28
Gráfico 4: Comprimento de onda do máximo de potência óptica do laser em função da temperatura. A vermelho está marcado o modo de maior energia para 16 °C, não sendo no entanto o pico máximo de potência óptica para essa mesma temperatura.....	28
Gráfico 5: Potência óptica normalizada nos fotodíodos em função da posição das pás do controlador de polarização. Os valores da posição das pás estão em graus.....	30
Gráfico 6: Resposta espectral do fotodíodo (informação do fabricante).....	31
Gráfico 7: Resultados da montagem 1. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores.....	35
Gráfico 8: Resultados da montagem 2. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores.....	35
Gráfico 9: Resultados da montagem 3. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores.....	37
Gráfico 10: Resultados da montagem 4. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores. A curva de ajuste à direita (a vermelho) está sobreposta aos dados de modo que é difícil de identificar.....	38
Gráfico 11: Resultados da montagem 5. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores. A curva de ajuste à direita (a vermelho) está sobreposta aos dados de modo que é difícil de identificar.....	38
Gráfico 12: Resultados da montagem 6. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores. A curva de ajuste à direita (a vermelho) está sobreposta aos dados de modo que é difícil de identificar.....	40
Gráfico 13: Intensidade nos dois fotodíodos em função da variação do controlador de posição com o tempo. De 10 em 10 s foi variada a configuração do controlador de polarização para velocidade nula.	

.....	41
Gráfico 14: Resultados da montagem 8. Temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. A curva de ajuste está a vermelho.....	43
Gráfico 15: Resultados da montagem 8. Temos a preto o desvio do sinal à curva de ajuste e a vermelho o sinal para $v=0$ °/s. Os dados estão expressos para velocidade angular aparente.....	43
Gráfico 16: Ruído e deriva do sinal para velocidade nula após a realização da curva de calibração (gráfico anterior). À esquerda temos o sinal em termos da velocidade aparente (deriva representada a vermelho). À direita temos o sinal ao qual foi subtraída a deriva.....	44

LISTA DE ABREVIATURAS

Alfabeto Grego

α_F	coeficiente de arrastamento de Fresnell-Fizeau
α_S	coeficiente de atenuação por dispersão de Rayleigh
α_T	coeficiente de expansão térmica do material
γ	ângulo de torção da fibra óptica
$\Delta\nu$	diferença de frequência angular
ΔP	diferença de potência óptica
ΔT	diferença de temperatura
δt	tempo de integração
Φ_m	amplitude de modulação
ϕ_0	fase para velocidade angular nula
ϕ_a	fase adicionada pelo acoplador 3×3
ϕ_m	fase de modulação
ϕ_R	fase associada à dispersão de Rayleigh.
ϕ_r	fase associada ao ruído eletrônico
λ	comprimento de onda da luz no vácuo
ω	velocidade angular
ω_r	velocidade angular associada ao ruído eletrônico
ω_R	velocidade angular associada à dispersão de Rayleigh

Abecedário Latino

A	área da superfície circunscrita pelo percurso óptico perpendicular à direção do eixo de rotação
A_0	amplitude inicial da onda
A_S	área da superfície circunscrita pelo percurso óptico
a	coeficiente elasto-óptico da fibra óptica
a_i	amplitude complexa da onda
B	campo magnético
c	velocidade da luz no vácuo
c_K	constante de Kerr do material
D	diâmetro da bainha da fibra óptica

d	diâmetro do enrolamento de fibra óptica
e	constante de carga elementar
F	largura de banda de medição
f	frequência
I	intensidade
I_0	intensidade para fase nula
I_e	corrente elétrica média
I_m	amplitude de intensidade
K	constante de acoplamento
I_r	corrente associada ao ruído eletrônico
L	comprimento da fibra óptica
L_a	comprimento de acoplamento
l	comprimento do percurso óptico
p_{44}	coeficiente elasto-óptico da fibra óptica
r	raio do eixo de rotação ao percurso óptico
V	constante de Verdet do material
x	coordenada que mede o comprimento de acoplamento
z	ângulo de aceitação da fibra óptica

Coefficientes da curva de ajuste

a	coeficiente de amplitude da curva
b	coeficiente de sensibilidade
c	velocidade angular inicial
d	tensão sem modulação
x	velocidade angular
y	tensão no fotodíodo

LISTA DE SIGLAS

DEL	Díodo Emissor de Luz
FCUL	Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa
GAL	Giroscópio de Anel Laser
GFO	Giroscópio de Fibra Óptica
GIFO	Giroscópio Interferométrico de Fibra Óptica
GOI	Giroscópio Óptico Integrado
GRFO	Giroscópio Ressonante de Fibra Óptica
LOLS	Labratório de Óptica, Lasers e Sistemas
MBIC	Míssil Balístico InterContinental
SMEM	Sistemas Micro-Electro-Mecânicos

1 INTRODUÇÃO

Os giroscópios são sensores de rotação que permitem manter a referência angular a um dado referencial inercial. São hoje em dia utilizados nas mais diversas aplicações. Todos os veículos que necessitam de uma plataforma de navegação inercial incluem um giroscópio, desde os submarinos até aos satélites, sem esquecer os navios, os aviões ou os foguetões espaciais. Por outro lado temos toda a área dos sensores de rotação aplicados à indústria e robótica sem esquecer as aplicações militares (mísseis, *drones* e radares). Em última análise telemóveis de última geração, *segways* ou câmaras fotográficas são aplicações que também utilizam este tipo de sensores.

No entanto este desenvolvimento das aplicações não seria possível sem o desenvolvimento da tecnologia e o surgimento de novos tipos de giroscópios baseados em princípios físicos diferentes. O giroscópio mecânico, sendo o giroscópio que mais cedo surgiu, revela limitações que impossibilitariam o seu uso em algumas das mais recentes aplicações, sendo um giroscópio de desgaste rápido e volume considerável devido aos seus componentes mecânicos.

Surgiu assim a necessidade de desenvolver outros tipos de giroscópios. Estes foram sendo implementados devido aos desenvolvimentos científicos e tecnológicos que sucederam a partir do início do século passado. Tecnologias como o laser, a fibra óptica ou o Díodo Emissor de Luz (DEL ou LED na forma inglesa¹), vieram tornar possível a implementação de novos tipos de giroscópios baseados no efeito de Sagnac, que é um fenómeno óptico.

Vários tipos de giroscópios ópticos têm surgido ao longo das últimas cinco décadas trazendo uma revolução ao campo das aplicações de giroscópios. Os primeiros giroscópios ópticos a surgir, que se impuseram como a grande alternativa aos giroscópios mecânicos, foram os giroscópios de anel laser, ainda hoje muito utilizados no ramo da aeronáutica. No entanto estes ainda são muito sensíveis mecanicamente. Para colmatar esta limitação de todos os giroscópios até a essa data, surgiram os giroscópios de fibra óptica que tinham melhores características de flexibilidade e volume que os seus predecessores. Estes abriram o leque de aplicações passíveis de integrar um giroscópio, sendo que ainda hoje é realizada investigação e desenvolvimento nesta tecnologia.

É nos giroscópios de fibra óptica que esta dissertação se baseia, incluindo todo o trabalho de pesquisa teórica e de laboratório realizado. Este trabalho foi proposto pelo professor Manuel Adler Abreu e foi realizado sob a sua orientação no Laboratório de Óptica Lasers e Sistemas (LOLS) do Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa (FCUL). Os objetivos principais propostos foram o da aquisição e aprofundamento de conhecimentos na área dos giroscópios de fibra óptica tendo em vista a utilização destes como material didático para as disciplinas da área da óptica lecionadas por membros do LOLS e a sua possível utilização em atividades de investigação e desenvolvimento realizadas no referido laboratório.

1 “Light Emitting Diode” (LED).

2 CONCEITOS TEÓRICOS

2.1 EFEITO DE SAGNAC

O efeito de Sagnac é o fenómeno observado na propagação da luz num sistema em rotação. Este fenómeno pode ser observado experimentalmente analisando dois feixes de luz com o mesmo ponto de origem a propagarem-se num percurso fechado em direções opostas do mesmo percurso. Acontece, estando em repouso, que os dois feixes apresentam a mesma diferença de fase ao retornarem ao ponto de onde partiram. No entanto para um sistema em rotação, o percurso óptico é afetado pois passa a ter a contribuição da rotação do sistema.

2.1.1 Efeito de Sagnac no Vácuo

Abordamos em primeiro lugar um sistema cujo meio de propagação dos feixes de luz seja o vácuo. Dividindo o percurso óptico do sistema em repouso em pedaços de comprimento infinitesimal $d\vec{L}$, podemos dizer que o percurso óptico infinitesimal de um sistema em rotação $d\vec{l}$ será a soma do percurso óptico de um sistema em repouso com o produto interno entre a velocidade tangencial naquele ponto $\vec{v}_T = \vec{\omega} \times \vec{r}$ e a direção do percurso óptico de um sistema em repouso, $d\vec{L}/dL$, multiplicado ainda pelo intervalo temporal que um feixe de luz demora a percorrer o percurso óptico de um sistema em repouso $d\vec{L}/dL$, resultando:

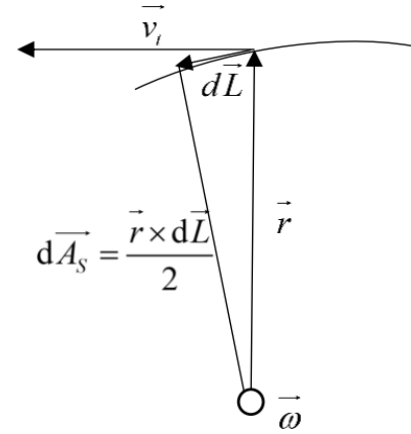


Figura 2.1: Esquema vetorial do percurso óptico em relação ao eixo de rotação. De notar que a área do segmento infinitesimal triangular é descrita pela equação apresentada.

$$dl = dL + (\vec{\omega} \times \vec{r}) \cdot \frac{d\vec{L}}{dL} \frac{dL}{c} \Rightarrow dl = dL + \frac{(\vec{\omega} \times \vec{r}) \cdot d\vec{L}}{c} = dL + \frac{\vec{\omega} \cdot (\vec{r} \times d\vec{L})}{c} \quad (2.1)$$

em que L é o comprimento do percurso óptico do sistema em repouso e l é o comprimento do percurso óptico do sistema em rotação. $\vec{\omega}$, \vec{r} e c são respetivamente a velocidade angular (que é constante para todos os pontos num determinado momento temporal), o vetor posição perpendicular ao eixo de rotação e a velocidade da luz no vácuo. Integrando ambos os lados da equação num percurso óptico fechado, obtemos a seguinte equação:

$$\oint dl = \oint dL + \oint \frac{\vec{\omega} \cdot (\vec{r} \times d\vec{L})}{c} \Rightarrow l = L + \frac{\vec{\omega}}{c} \cdot \oint \vec{r} \times d\vec{L} \quad (2.2)$$

Verificando que:

$$d\vec{A}_S = \frac{\vec{r} \times d\vec{L}}{2} \quad (2.3)$$

Podemos assim resolver o integral:

$$l = L + \frac{\vec{\omega} \cdot 2 \vec{A}_S}{c} \quad (2.4)$$

sendo \vec{A}_S o vetor área da superfície circunscrita pelo percurso óptico. É de notar que esta dedução foi feita para qualquer vetor velocidade angular, sendo o eixo de rotação circunscrito ou não pelo percurso óptico. Observamos que o percurso óptico apenas depende da velocidade angular. Esta dedução pode ser aplicada aos feixes de luz que se propagam em sentidos opostos num circuito fechado. Para o feixe que se propaga no sentido da rotação temos:

$$l_+ = L + \Delta L = L + \frac{2 \omega A}{c} \quad (2.5)$$

enquanto que para o feixe que se propaga no sentido contrário temos:

$$l_- = L - \Delta L = L - \frac{2 \omega A}{c} \quad (2.6)$$

sendo a área A a área circunscrita ao percurso óptico perpendicular ao eixo de rotação. A diferença de percurso óptico vem então:

$$\Delta l = l_+ - l_- = 2 \Delta L = \frac{4 \omega A}{c} \quad (2.7)$$

Esta diferença de percurso óptico traduz-se numa diferença de fase pela seguinte equação:

$$\Delta \phi = \frac{2\pi \Delta l}{\lambda} \Rightarrow \Delta \phi = \frac{8\pi A}{c \lambda} \omega \quad (2.8)$$

em que λ é o comprimento de onda no vácuo.

Por outro lado, nos casos em que há recirculação dos feixes ópticos numa cavidade ressonante, é a frequência de ressonância que varia. Ora a frequência depende do comprimento da cavidade ressonante da seguinte forma²:

$$f_{\pm} = \frac{m c}{l_{\pm}} \quad (2.9)$$

em que m é um número inteiro. Assim podemos observar que haverá uma diferença na frequência óptica entre os dois feixes que se propagam na cavidade ressonante. Assim essa diferença é:

$$\Delta f = f_- - f_+ = m c \left(\frac{1}{L + \Delta L} - \frac{1}{L - \Delta L} \right) \Rightarrow \quad (2.10)$$

$$\Rightarrow \Delta f = m c \left(\frac{4\Delta L}{L^2 - \Delta L^2} \right) = m \left(\frac{4 A \omega}{L^2 - 4 A^2 \omega^2 / c^2} \right) \quad (2.11)$$

Como podemos notar $(4 A \omega / c)^2 \ll L^2$ e assim podemos usar a seguinte aproximação:

$$\Delta f \cong \frac{m}{L} \frac{4 A \omega}{L} = \frac{4 A \omega}{\lambda L} \quad (2.12)$$

² Dedução baseada em [1], [2]

2.1.2 Efeito de Sagnac num Meio Óptico

No caso de um meio óptico diferente do vácuo, a velocidade da luz é alterada no meio. Por outro lado, dado que o meio está em movimento em relação ao referencial de laboratório, a velocidade da luz vem afetada do chamado coeficiente de arrastamento de Fresnel-Fizeau. Este coeficiente é diferente para os dois feixes de luz e para pontos diferentes do percurso óptico. Assim de forma a podermos simplificar o problema usaremos um percurso óptico circular centrado no eixo de rotação e perpendicular ao mesmo³.

O comprimento do percurso óptico passa a ser:

$$l'_{\pm} = L \pm \Delta L' = L \pm \frac{2 n \omega A}{c} \quad (2.13)$$

Assim o tempo que cada feixe demora a realizar o percurso óptico é:

$$t'_{\pm} = \frac{n'_{\pm} l'_{\pm}}{c} \quad (2.14)$$

em que n'_{\pm} é o índice de refração que afeta cada feixe de luz. Existe um índice de refração diferente para cada feixe pois o coeficiente de arrastamento de Fresnel-Fizeau altera a velocidade de propagação de forma diferente para cada feixe.

A expressão geral para a adição relativista de velocidades é:

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}} \quad (2.15)$$

Substituindo $v_1 = c/n$ e $v_2 = \pm r \omega$ e rearranjando a equação, obtemos a expressão da velocidade afetada do coeficiente de arrastamento de Fresnel-Fizeau:

$$c'_{\pm} = \frac{c}{n} \pm \alpha_F r \omega \quad (2.16)$$

em que $\alpha_F = 1 - n^{-2}$ é o coeficiente de arrastamento de Fresnel-Fizeau. Assim definimos:

$$n'_{\pm} = \frac{c}{c'_{\pm}} = \left(\frac{1}{n} \pm \frac{\alpha_F r \omega}{c} \right)^{-1} \quad (2.17)$$

Assim podemos calcular:

$$n'_+ - n'_- = \frac{1}{\frac{1}{n} + \frac{\alpha_F r \omega}{c}} - \frac{1}{\frac{1}{n} - \frac{\alpha_F r \omega}{c}} = \frac{-\frac{2 \alpha_F r \omega}{c}}{\frac{1}{n^2} - \left(\frac{\alpha_F r \omega}{c} \right)^2} \quad (2.18)$$

e

$$n'_+ + n'_- = \frac{1}{\frac{1}{n} + \frac{\alpha_F r \omega}{c}} - \frac{1}{\frac{1}{n} - \frac{\alpha_F r \omega}{c}} = \frac{\frac{2}{n}}{\frac{1}{n^2} - \left(\frac{\alpha_F r \omega}{c} \right)^2} \quad (2.19)$$

Como podemos notar $(\alpha_F r \omega / c)^2 \ll n^{-2}$ e assim podemos usar a seguinte aproximação:

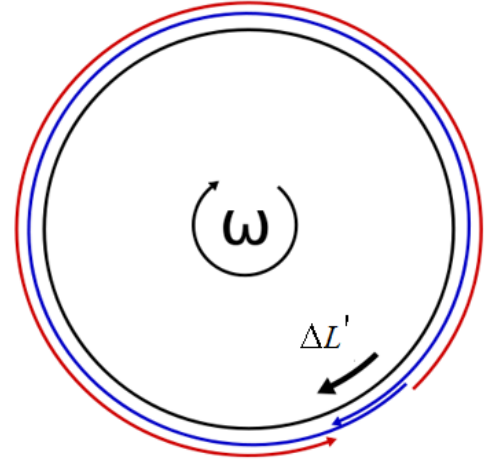


Figura 2.2: Esquema de um percurso óptico circular fechado percorrido por dois feixes de luz com o mesmo ponto de origem, que se propagam num meio óptico em sentidos opostos num referencial em rotação.

³ Esta dedução foi baseada em [3].

$$n'_+ - n'_- \cong -\frac{2 \alpha_F n^2 r \omega}{c} = -\frac{2 r \omega}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) n^2 = (1 - n^2) \frac{2 r \omega}{c} \quad (2.20)$$

e

$$n'_+ + n'_- \cong 2n \quad (2.21)$$

Assim, a diferença entre os tempos de propagação fica:

$$t'_+ - t'_- = \frac{1}{c} [n'_+ (L + \Delta L') - n'_- (L - \Delta L')] = \frac{1}{c} [L(n'_+ - n'_-) + \Delta L' (n'_+ + n'_-)] \quad (2.22)$$

Substituindo (2.13), (2.20) e (2.21) em (2.22) ficamos com:

$$t'_+ - t'_- = \frac{1}{c} \left[(1 - n^2) \frac{2 r L \omega}{c} + \frac{4 n^2 \omega A}{c} \right] = \frac{4 \omega A}{c^2} \quad (2.23)$$

pois a área circunferência é $A = L r/2$ (lembrar que L é o perímetro da circunferência). De resto a diferença de fase entre os dois feixes pode ser obtida a partir da diferença de tempo de propagação:

$$\Delta\phi' = 2\pi f (t'_+ - t'_-) = \frac{2\pi c}{\lambda} (t'_+ - t'_-) = \frac{8\pi \omega A}{c \lambda} = \Delta\phi \quad (2.24)$$

em que f é a frequência óptica dos feixes de luz que é constante. Provámos assim que a diferença de fase entre os feixes de luz é independente do meio de propagação. É de notar que apesar de ter sido realizada esta dedução para o caso particular de um percurso óptico circular, este resultado é geral. Para uma dedução do fenómeno usando a teoria da relatividade restrita, ver as referências [4], [5].

Como podemos observar, o efeito de Sagnac é apenas dependente da área circunscrita pelo percurso óptico perpendicular ao eixo de rotação do sistema, do comprimento de onda da luz no vácuo e da velocidade de rotação do sistema, não dependendo do meio óptico nem da posição relativa do eixo.

2.2 GIROSCÓPIO ÓPTICO

Um Giroscópio Óptico baseado no efeito de Sagnac é um sensor de velocidade angular. Baseia-se na diferença de percurso óptico entre dois feixes de luz, a propagarem-se num circuito fechado em sentidos opostos, quando na presença de uma velocidade de rotação não nula do sistema. Esta diferença de percurso óptico traduz-se numa diferença de tempo de propagação e por conseguinte numa diferença de fase entre os feixes de luz. A forma mais comum de analisar esta diferença de fase passa por fazer interferir os dois feixes, analisando o sinal de interferência. É, portanto, um interferómetro.

A diferença de percurso óptico depende da área circunscrita pelo próprio percurso óptico. Quanto maior for a área maior será a diferença de fase entre os dois feixes.

Esta dependência é regida pela seguinte equação [4], [5]:

$$\Delta\phi = \frac{8\pi A}{c \lambda} \omega \quad (2.25)$$

Esta equação estabelece a sensibilidade como dependente da área circunscrita pelo percurso óptico e do comprimento de onda da luz: a diferença de fase é proporcional à área circunscrita A e inversamente proporcional ao comprimento de onda λ . Permite-nos observar que a diferença de fase $\Delta\phi$ é proporcional à velocidade angular ω . No caso de um percurso óptico baseado num enrolamento

de fibra óptica, a área é $A = N A_{\bigcirc}$, sendo N o número de espiras de fibra óptica e A_{\bigcirc} a área circunscrita por cada espira circular de fibra óptica. Se, em vez de representarmos a área em termos do número de espiras, a representarmos em termos do diâmetro de cada espira e do comprimento total do enrolamento de fibra óptica ficamos com $A = L d/4$ em que d é o diâmetro da espira. A Equação (2.25) é então reescrita da seguinte forma:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L d}{c \lambda} \omega \quad (2.26)$$

Assim analisemos a interferência entre os dois feixes de luz. Tendo eles a mesma origem, a única diferença de fase acumulada entre eles depende apenas do efeito de Sagnac, regulada pela Equação (2.26). A interferência entre dois feixes de luz com uma diferença de fase $\Delta\phi$ é dada pela seguinte equação:

$$I = I_0[1 + \cos(\Delta\phi)] \quad (2.27)$$

Em que I é a intensidade óptica do sinal e I_0 é a intensidade do sinal para uma diferença de fase nula ($\Delta\phi = 0$). Dado que esta equação é par, apenas da medição da intensidade óptica no fotodíodo não é possível determinar se a diferença de fase é negativa ou positiva, sendo necessário adicionar uma diferença de fase ϕ_0 entre os dois feixes de forma a poder aceder ao sentido da velocidade. Assim:

$$I = I_0[1 + \cos(\Delta\phi - \phi_0)] \quad (2.28)$$

De forma a poder medir um perfil de velocidades angulares simétrico, a fase deve ser $\phi_0 = \pi/2$ simplificando a Equação (2.28):

$$I = I_0[1 + \sin(\Delta\phi)] \quad (2.29)$$

Sendo uma equação periódica, ela é injetiva em apenas meio período de $\sin(\Delta\phi)$, limitando, portanto, a gama dinâmica. A gama dinâmica para um perfil de velocidades angulares simétrico (gama dinâmica idêntica para velocidades positivas e negativas, para $\phi_0 = \pi/2$) é dada para $|\Delta\phi| = \pi/2$:

$$|\Delta\phi| = \left| \frac{2\pi L d}{c \lambda} \omega_{\text{máx}} \right| = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \omega_{\text{máx}} = \frac{c \lambda}{4 L d} \quad (2.30)$$

A sensibilidade do sensor também é facilmente dedutível da Equação (2.25):

$$\frac{\partial \omega}{\partial \Delta\phi} = \frac{c \lambda}{2\pi L d} \quad (2.31)$$

2.2.1 Modulação de fase

Temos também a possibilidade fazer modulação de fase que nos permita obter o termo $\sin(\Delta\phi)$. Se modularmos o percurso óptico num dos seus extremos, modulamos os feixes ópticos em instantes temporais diferentes tendo em conta que no momento em que um dos feixes é modulado o feixe que se propaga em sentido inverso apenas é modulado depois de percorrer todo o percurso óptico. Assim obtemos a seguinte expressão para a diferença de fase com a modulação:

$$\Delta\phi_m = \Delta\phi + \phi_m(t) - \phi_m(t + \tau) \quad (2.32)$$

em que $\phi_m(x)$ é a função de modulação e τ o tempo que um feixe demora a percorrer a fibra óptica. Podemos reescrever a equação anterior na seguinte forma:

$$\Delta\phi_m = \Delta\phi + \phi_m\left(t - \frac{\tau}{2}\right) - \phi_m\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \quad (2.33)$$

tendo uma função de modulação sinusoidal com uma frequência angular ω_m da forma:

$$\phi_m(t) = \phi_{m0} \cos(\omega_m t) \quad (2.34)$$

Assim obtemos:

$$\Delta\phi_m = \Delta\phi + 2\phi_{m0} \sin(\omega_m \tau/2) \sin(\omega_m t) \quad (2.35)$$

em que a amplitude da modulação é $\Phi_m = 2\phi_{m0} \sin(\omega_m \tau/2)$. Assim o sinal de interferência vem:

$$I = I_0 [1 + \cos(\Delta\phi_m)] \quad (2.36)$$

o que nos dá um resultado, usando as funções de Bessel:

$$I/I_0 = 1 + J_0(\Phi_m) \cos(\Delta\phi) + [2J_1(\Phi_m) \cos(\omega_m t)] \sin(\Delta\phi) + [2J_2(\Phi_m) \cos(2\omega_m t)] \cos(\Delta\phi) + \dots \quad (2.37)$$

em que os termos de ordem superior possuem frequências múltiplas de ω_m . Assim podemos notar que temos uma modulação de frequência bem definida ω_m com uma amplitude proporcional a $\sin(\Delta\phi)$ que é uma função injetiva e que nos permite determinar o sentido da velocidade angular. Para isso é apenas necessário filtrar o sinal de saída para a frequência ω_m .

Ora também é possível modular a fase de forma a adicionar uma fase Φ à diferença da fase entre os feixes de luz. Para isso é preciso uma modulação de fase com a forma de dente de serra com a seguinte forma:

$$\phi_s(t) = \frac{\Phi}{\tau} t \quad (2.38)$$

Sendo que quando a fase ϕ_s é igual a 2π , o sinal passa a 0, preservando a informação de fase (ver Gráfico 1).

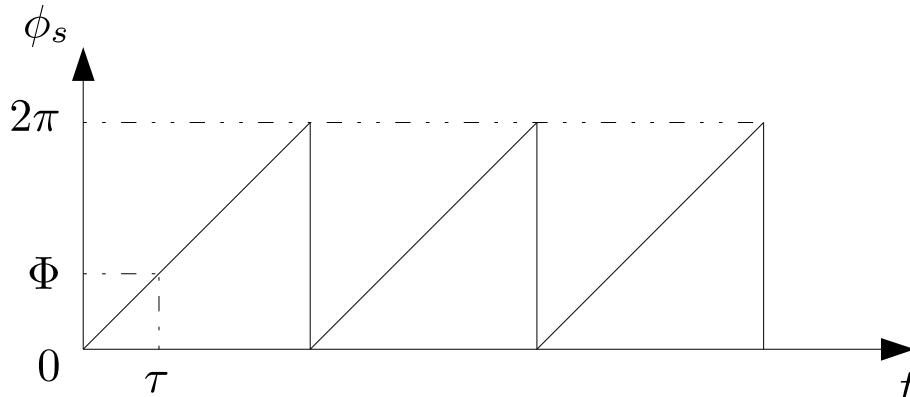


Gráfico 1: Função de modulação de fase para adicionar uma fase constante à diferença de fase entre os feixes de luz.

Se o interesse da modulação de fase for compensar a diferença de fase originária no efeito de Sagnac, a fase Φ pode variar no tempo: $\Phi(t) = -\Delta\phi(t)$. Assim é possível aumentar a gama dinâmica do giroscópio pois a fase mantém-se sempre a variar em torno do ponto de fase nula.

2.2.2 Recirculação dos feixes de luz numa cavidade ressonante

No caso em que há recirculação dos feixes de luz numa cavidade ressonante, como já vimos, a grandeza que varia com a velocidade angular é a frequência óptica dos feixes. Uma das formas de analisar a diferença de frequência entre os dois feixes é fazê-los interferir. Assim a intensidade óptica

do sinal depois de fazer interferir os dois feixes fica:

$$I = I_0[1 + \cos(\Delta\nu t + \phi_0)], \quad \Delta\nu = 2\pi \Delta f \quad (2.39)$$

em que $\Delta\nu$ é a diferença de frequência angular e Δf é a diferença de frequência. É de ter em atenção que neste caso ϕ_0 é apenas a fase para $t = 0$. A frequência de batimento do sinal é a diferença de frequências entre os dois feixes de luz (ver Equação (2.12)). A sensibilidade vem então:

$$\frac{\partial \Delta\nu}{\partial \omega} = \frac{8\pi A}{\lambda L} \quad (2.40)$$

Comparando a sensibilidade de um giroscópio óptico com a recirculação dos feixes e sem a recirculação dos mesmos, podemos observar que existe uma diferença muito grande na sensibilidade, sendo um giroscópio com recirculação muito mais sensível:

$$\Delta\nu t \leftrightarrow \Delta\phi \Rightarrow \frac{t}{L} \leftrightarrow \frac{1}{c} \quad (2.41)$$

Podemos notar que para tempos na ordem de 1 s e perímetros na ordem de 1 m, as duas sensibilidades diferem em 8 ordens de grandeza (o giroscópio com recirculação tem uma sensibilidade cerca de 10^8 maior).

Já a gama dinâmica de um giroscópio com recirculação pode ser até 10^8 vezes maior que a resolução máxima do sensor. Esta é apenas limitada pelas restrições técnicas do sistema de medição.

Tendo estabelecido isto podemos identificar cinco elementos essenciais de um sensor de velocidade angular baseado no efeito de Sagnac:

1. Uma fonte de luz coerente (o comprimento de coerência depende do tipo de giroscópio óptico);
2. Um elemento óptico que divida a luz em dois feixes luminosos e que recombine os dois feixes;
3. Um percurso óptico fechado com área não nula;
4. Um sensor de luz que permita analisar a intensidade do feixe recombinado.

2.2.3 Interferómetro de Sagnac

O efeito de Sagnac é um efeito que tem vindo a ser estudado desde o início do século XX. Foi pela primeira vez demonstrado por Georges Sagnac⁴, em 1913 no seu artigo “*L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme*”⁵ [5], [6]. Neste artigo, Sagnac descreve um interferómetro de circuito óptico fechado com o seguinte esquema de montagem:

4 Apesar de em 1911 já von Laue tivesse previsto teoricamente o efeito, foi Sagnac quem o provou experimentalmente. Existe quem defenda que o efeito deveria ser chamado de efeito de Sagnac-Laue [5].

5 Este artigo foi usado na defesa da hipótese da existência do “vento de éter” como meio de propagação da luz, apesar do efeito poder também ser explicado pela teoria da relatividade restrita [5].

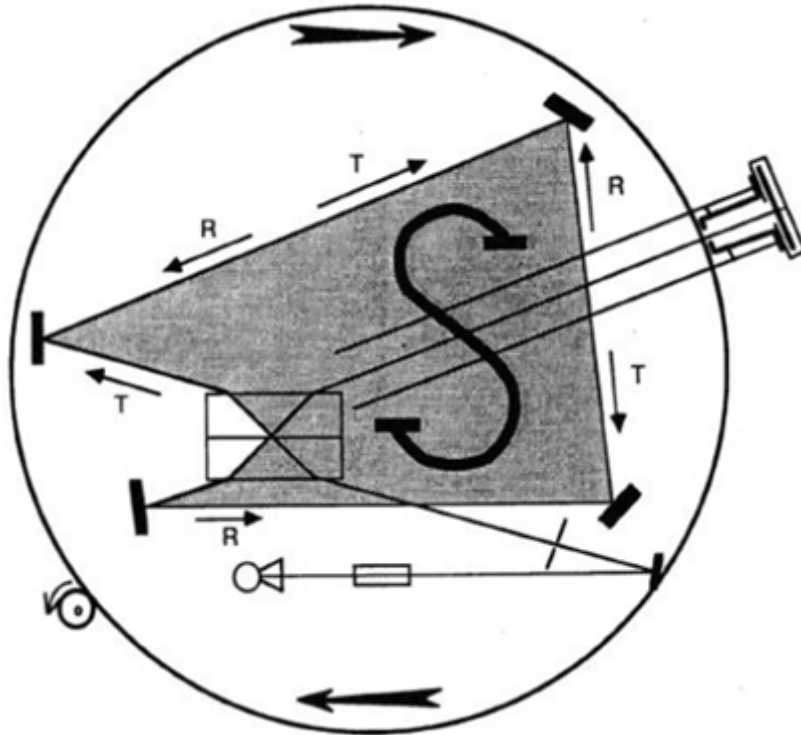


Figura 2.3: Esquema de montagem usado por Geoges Sagnac para descrever o efeito homônimo. A letra S refere-se à área circunscrita pelo percurso óptico, T e R referem-se aos feixes que se propagam no sentido horário e anti-horário, respectivamente (retirado de [5]).

Na sua experiência, Sagnac usa uma base giratória sobre a qual dispõe todos os elementos ópticos solidários com o movimento da mesma. A fonte de luz roda com o sistema tal como o sistema de mediação. Este último capta o padrão de interferência por meio de uma placa fotográfica. É utilizado um divisor de feixe para dividir e recombinar os feixes de luz. Ele observa uma variação da posição das franjas de interferência com a velocidade de rotação. No entanto esta variação apenas era observável para velocidades de rotação consideráveis: nas experiências foram usadas velocidades de 1 e 2 rotações por segundo [6].

2.2.4 Interferômetro de Michelson-Gale

Depois em 1925, Michelson e Gale conseguiram pela primeira vez medir a velocidade de rotação da Terra usando um interferômetro com um percurso óptico de formato retangular com uma área de 207836 m² [5], [7], [8]. No entanto a realização prática era de grandes dimensões e difícil de implementar (recorria a condutas em vácuo parcial de forma a diminuir a dispersão óptica provocada pelo ar⁶). Recorria a dois interferômetros de forma a ter um ponto de comparação e assim calcular a velocidade de rotação da Terra. O resultado do interferômetro de menor área era usado como referência para a posição das riscas de interferência, tendo uma muito menor sensibilidade. A partir do deslocamento das riscas de interferência do interferômetro maior em relação às riscas de interferência do menor foi possível calcular a velocidade de rotação da terra com um desvio relativo de apenas 2.5 %, estando este desvio dentro do intervalo da incerteza.

6 O coeficiente de arrastamento de Fresnel-Fizeau inclui um termo de dispersão predito por Lorentz: $\alpha_F = 1 - n^{-2} - (\lambda/n) \cdot (\partial n / \partial \lambda)$. Na dedução realizada nas Equações 2.15 e 2.16, não temos em conta o termo de dispersão.

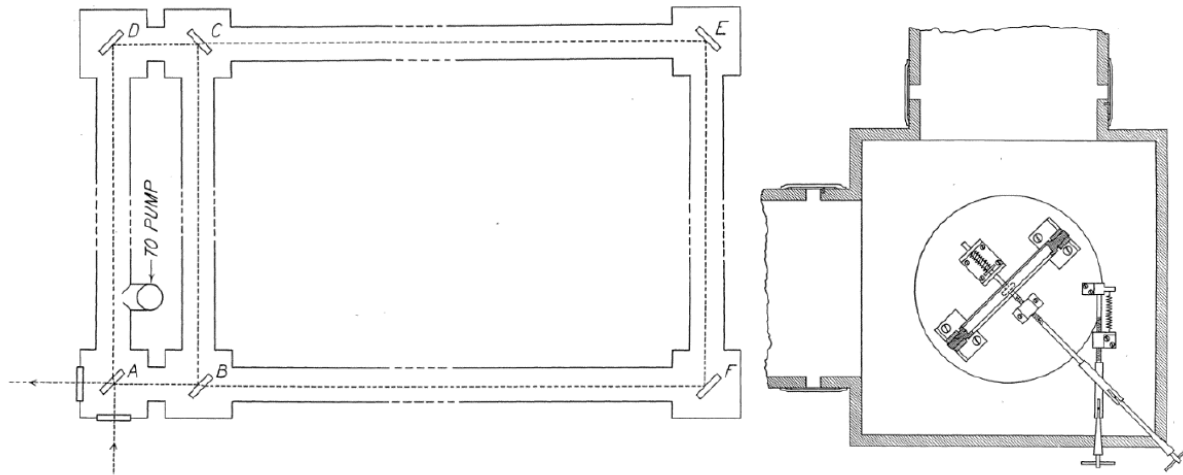


Figura 2.4: À direita: Esquema de montagem da experiência de Michelson e Gale. O interferômetro de maior área usava como percurso óptico o trajeto ADEF, enquanto que o interferômetro de menor área usava o percurso óptico ADCB. À esquerda vemos o pormenor de um dos espelhos de canto utilizados. Os espelhos A, B e C eram semi-espelhos de forma a funcionarem como divisor de feixe (retirado de [8]).

2.2.5 Giroscópio em Anel Laser

No início da década de 1960, foi proposto que o Giroscópio em Anel Laser⁷ (GAL) poderia aumentar o efeito de Sagnac devido à recirculação dos feixes de luz na cavidade ressonante. A maturidade desta tecnologia foi atingida em meados da década de 1980, sendo desde então utilizada em sistemas de navegação inercial. De entre os Giroscópios Ópticos é a tecnologia dominante no que toca a aplicações, especialmente na aeronáutica [5].

Este Giroscópio é baseado num laser em anel com uma cavidade ressonante de circuito fechado (ver Figura 2.5) e um meio ativo inserido nessa cavidade. O parâmetro do laser que varia com a velocidade angular é a frequência do laser, devido à alteração do

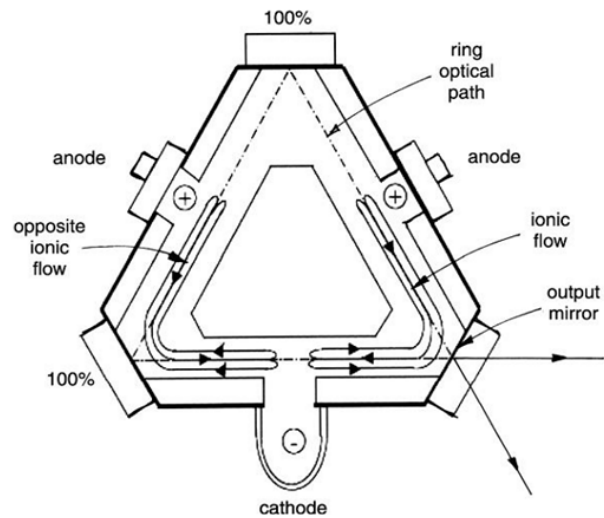


Figura 2.5: Configuração do GAL (retirado de [5]).

comprimento da cavidade ressonante com a velocidade angular. Para o feixe de luz que circula no sentido da rotação, o comprimento da cavidade óptica é aumentado, aumentando assim o comprimento de onda de ressonância e diminuindo a frequência óptica. O contrário se passa com o feixe que circula no sentido oposto. No GAL, o efeito de Sagnac é amplificado como resultado da recirculação dos feixes ópticos que se propagam. Isto permite uma sensibilidade muito maior.

Ao saírem da cavidade óptica pelo espelho de saída, os dois feixes apresentam uma diferença de frequência entre si devida ao efeito de Sagnac. Os dois feixes fazem-se então interferir de modo a poder medir a diferença de frequência entre eles através da frequência de batimento.

Além da geometria triangular da cavidade óptica, outras geometrias são usadas, como a geometria

⁷ “Ring Laser Gyroscope” (RLG).

quadrada [5].

No entanto estes giroscópios são mecanicamente sensíveis pois vibrações ou embates mecânicos podem provocar o desalinhamento dos vários componentes, alterando o caminho óptico e mudando as características do giroscópio. Por outro lado, é caro de implementar. Este giroscópio tem uma resolução máxima de cerca de $0,01^\circ/\text{h}$.

2.2.6 Giroscópios de Fibra Óptica

Os giroscópios de fibra óptica tiveram os seus primeiros desenvolvimentos após o desenvolvimento de fibras ópticas mono-modo com baixa atenuação. A primeira demonstração prática ocorreu em 1976 por Vali e Shorthill [9]. Depressa foram desenvolvidos em fibra óptica todos os componentes de um giroscópio como polarizadores e acopladores. Em comparação com os giroscópios sem fibra óptica, estes têm um tempo de vida bastante longo com custo de produção reduzidos, podendo ter um percurso óptico muito maior. Além disso são insensíveis à aceleração e a vibrações mecânicas podendo ser mais compactos e apresentam flexibilidade para os vários componentes, não necessitando de alinhamentos tecnicamente exigentes.

2.2.6.1 Giroscópio Interferométrico de Fibra Óptica

O Giroscópio Interferométrico de Fibra Óptica⁸ (GIFO) baseia-se num feixe de luz que é dividido por meio de um acoplador (divisor de feixe ou acoplador de fibra óptica ou outro) em dois, sendo que os dois feixes resultantes percorrem um enrolamento de fibra óptica em sentidos opostos, interferindo entre si quando são de novo recombinados por meio do mesmo acoplador (ver Figura 2.7). Medindo a intensidade óptica da interferência entre os dois feixes recombinados com recurso a um fotodíodo é possível determinar a diferença de fase entre os mesmos. A diferença de fase é proporcional à velocidade angular segundo a Equação (2.25). Este giroscópio generalizou-se em aplicações industriais e militares por ter uma sensibilidade aceitável (mesmo que muito abaixo da sensibilidade do GAL) e ainda assim uma baixa sensibilidade a choques e vibrações e um preço baixo.

O GIFO pode ser construído em várias configurações contendo mais ou menos elementos. Existem três variantes principais deste giroscópio que são:

- GIFO sem modulador de fase: é o giroscópio mais simples e que necessita de um menor número de elementos. O elemento essencial deste giroscópio é o acoplador 3×3 , que a partir da subtração dos sinais de dois fotodíodos em pontos distintos da configuração, permite obter um sinal segundo a Equação (2.29) sem o uso de um modulador de fase. Existe também o caso em que um modulador de fase constante é utilizado e nesse caso é usado um acoplador 2×2 . Isto diminui muito a necessidade de usar eletrónica de controlo e análise de sinal (não é necessário um amplificador *lock-in* nem o uso de eletrónica de análise de sinal digital). Possui uma gama dinâmica segundo a Equação (2.30). É o giroscópio mais simples e mais barato de implementar:

8 “Interferometric Fiber Optic Gyroscope” (IFOG).

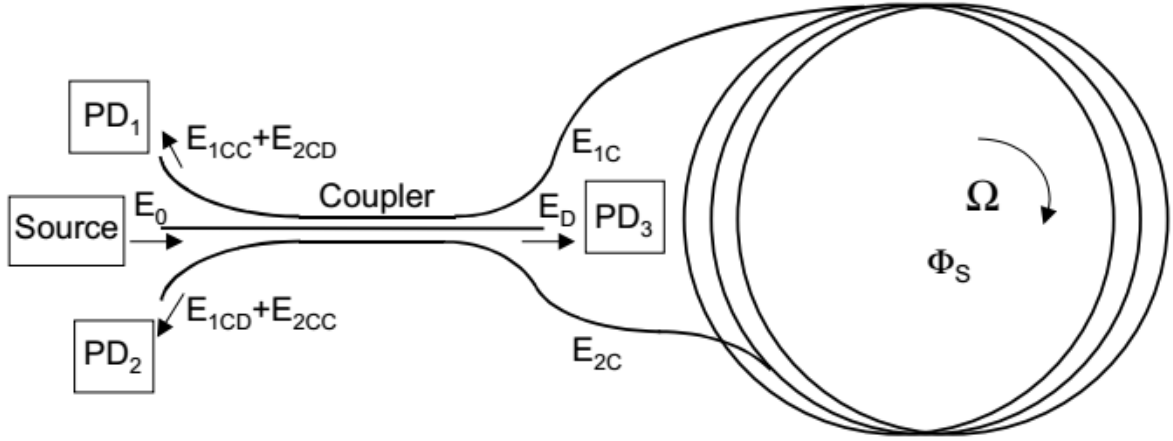


Figura 2.6: Configuração do GIFO sem modulador de fase (retirado de [6]).

- GIFO em configuração de malha aberta: é um giroscópio simples de ser implementado em que é usado um modulador de fase (normalmente implementado com um enrolamento de fibra óptica em torno de um cristal cilíndrico piezoelétrico) de forma a ter uma modulação sobre o sinal. O piezoelétrico recebe um sinal periódico (pode ser uma onda sinusoidal ou uma onda quadrada) com que modela a fase. Assim para analisar o sinal, é necessário usar um amplificador *lock-in* sintonizado na frequência de modulação rejeitando as harmônicas que são também introduzidas por meio da modulação de fase. Este GIFO possui uma menor gama dinâmica que o GIFO em configuração de malha fechada (ver Equação (2.30)) mas é mais simples de implementar:

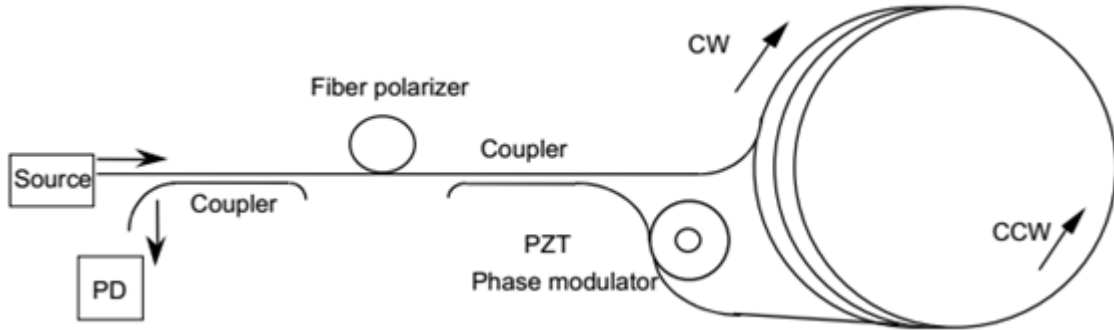


Figura 2.7: Configuração do GIFO com malha aberta (retirado de [10]).

- GIFO em configuração de malha fechada: é um giroscópio mais complexo que, conforme a variação da diferença de fase, faz retroação sobre o modulador de fase de forma a manter a fase fixa em $\Delta\phi_m = 0$ (ver o Capítulo 2.2.1). Para manter a fase constante necessita de eletrônica de análise de sinal extra (conversores analógico-digital e digital-analógico e controladores) e controlo do modulador, aumentando o volume e aparato do sensor. A modulação é feita em forma de ondas quadradas em vez de ondas sinusoidais ou dente de serra para facilitar a geração digital do sinal [10] (ver o esquema explicativo na Figura 2.8). Esta configuração consegue, no entanto, uma gama dinâmica muito maior que a anterior configuração sendo também mais cara:

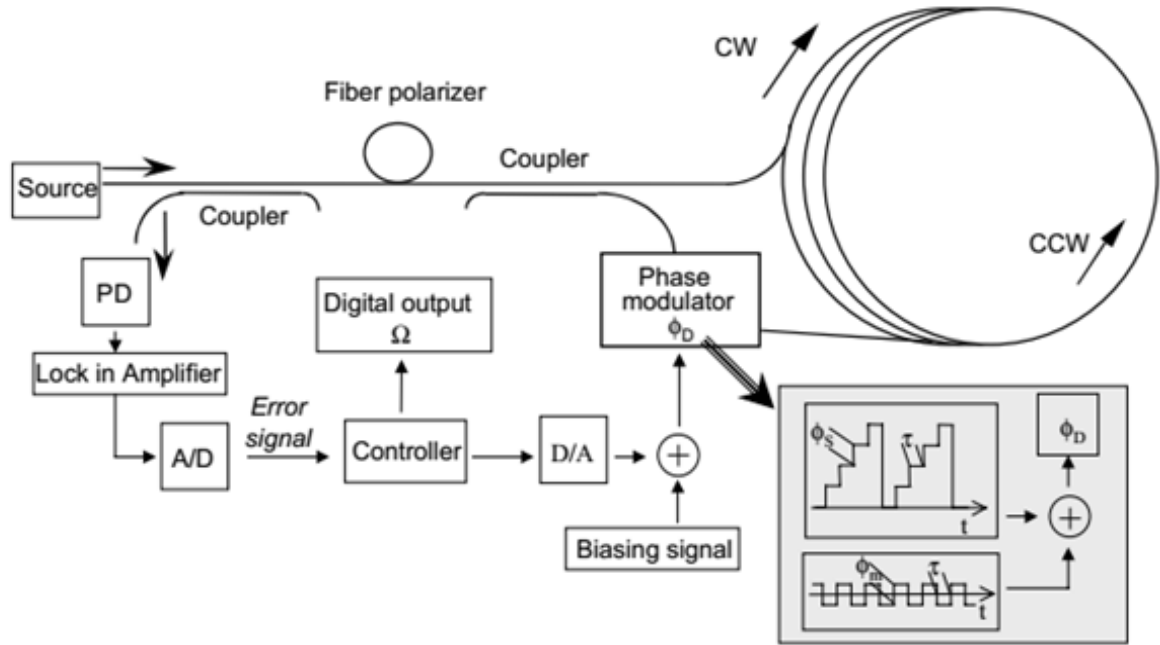


Figura 2.8: Configuração do GIFO com malha fechada (retirado de [10]). $\phi_S \rightarrow \Phi = -\Delta\phi$; $\phi_D \rightarrow \Delta\phi_m$; $\phi_m \rightarrow \Phi_m$

2.2.6.2 Limitações de um GIFO⁹

2.2.6.2.1 Ruído eletrónico

O ruído que limita a resolução teórica dos Giroscópios de Fibra Óptica é o ruído eletrónico¹⁰. Este apenas depende das características do sensor de luz e é dependente da corrente elétrica produzida pelo fotodiodo e da largura de banda de medição. A corrente gerada pelo ruído eletrónico é [10]:

$$I_r = \sqrt{2 e I_e F} \quad (2.42)$$

em que e é a carga do eletrão (C), F é a largura de banda da medição (Hz) e I_e é a corrente elétrica média (A). Tendo como expressão para a diferença de fase a Equação (2.29) com $\phi_0 = \pi/2$, podemos definir a fase gerada pelo ruído como:

$$\phi_r \simeq \frac{I_r}{I_e} = \sqrt{\frac{2 e F}{I_e}} \quad (2.43)$$

A velocidade angular que correspondente a esta fase vem então:

$$\omega_r = \frac{\lambda c}{8\pi A} \sqrt{\frac{2 e F}{I_0}} \quad (2.44)$$

Como podemos observar, quanto maior for a intensidade óptica do sinal (e consequentemente a corrente elétrica média no detetor) menor será o ruído observado.

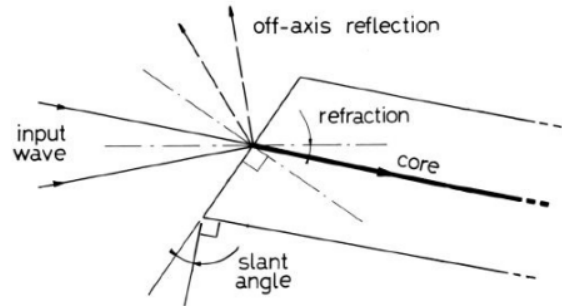
⁹ Este capítulo foi baseado nos seguintes artigos [1], [3], [5], [10], [11]. Neles podemos encontrar os raciocínios e deduções que resultam nas expressões apresentadas.

¹⁰ "Shot noise".

2.2.6.2.2 Reflexões internas e dispersão

As reflexões internas têm origem em transições entre meios ópticos: entre meios com índices de refração diferentes. Este problema é notável para interfaces sílica/ar. Uma reflexão cria um interferômetro de Fabry-Perrot parasítico no sistema [5]. Este problema também pode ser encontrado em interfaces sílica/circuito óptico integrado ou em interfaces entre meios sílica/sílica com índices de refração ligeiramente diferentes.

Para o caso da interface fibra/ar, a solução encontrada consiste em polir as extremidades da fibra num ângulo inclinado de forma que as reflexões se percam para o revestimento da fibra. Nesta configuração o feixe incidente deve ser acoplado segundo o ângulo de refração para uma acoplagem bem-sucedida com o núcleo da fibra (Ver Figura 2.9 e referência [5]).



No caso da interface fibra/integrado, a mesma abordagem é usada sendo a fibra polida num ângulo inclinado e o acoplamento feito segundo o ângulo de refração.

No caso fibra/fibra a solução passa por fundir as duas fibras, que, no caso de fibras com o mesmo índice de refração, elimina a variação de índice de refração e consequentemente, a reflexão.

Existem também processos de dispersão numa fibra óptica. Neste caso a luz que é dispersa para a frente e para trás continua na fibra óptica. O maior problema prende-se com a dispersão de Rayleigh. Esta preserva a mesma frequência óptica e pode ser considerada como uma reflexão distribuída aleatoriamente. Ela é também variável devido a diferenças no percurso óptico, contribuindo como ruído. Segundo a referência [1] este tipo de dispersão pode provocar uma variação na fase máxima de:

$$\phi_R = z\sqrt{\alpha_S L} \quad (2.45)$$

em que z é ângulo de aceitação da fibra óptica e α_S é o coeficiente de atenuação por dispersão de Rayleigh (m^{-1}). Assim a velocidade aparente provocada por esta fase é:

$$\omega_R = \frac{\lambda c}{8\pi A} z\sqrt{\alpha_S L} \quad (2.46)$$

Várias soluções foram apontadas (Ver [1], [5]), mas a mais eficaz para atenuar este efeito é aumentar a largura espectral da fonte, usando uma fonte com um comprimento de coerência baixo. De entre as fontes que melhor se perspectivam a cumprir este requisito estão os Díodos Super-Luminescentes (DSL ou SLD na sigla inglesa) que, além de um espectro alargado, podem emitir uma elevada potência óptica.

Ainda em relação às fontes, o seu comprimento de onda pode ser escolhido tendo em conta a dependência de λ^{-4} da dispersão de Rayleigh. Fontes com um comprimento de onda maior têm menor dispersão. No entanto um comprimento de onda maior também diminui a sensibilidade do GIFO sendo que é necessário pesar os prós e os contras.

2.2.6.2.3 Efeito de Kerr Óptico

O efeito de Kerr óptico é um efeito não linear e surge quando os dois feixes que se propagam na fibra têm potências ópticas diferentes, o que pode ser provocado por não reciprocidades em relação a pequenos desvios na polarização. Assim este efeito resulta da

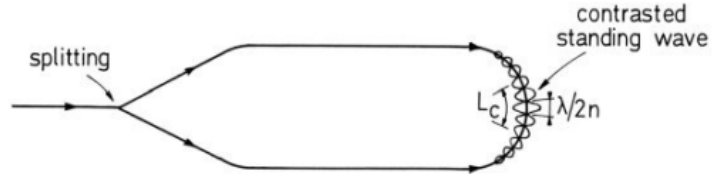


Figura 2.10: Esquema explicativo do efeito de Kerr óptico [5].

formação de uma rede difração não linear provocada pela interferência entre os dois feixes de diferentes potências ópticas, criando uma onda estacionária, que afeta o índice de refração do próprio meio óptico. A fase introduzida por este efeito varia conforme a seguinte expressão [2], [5]:

$$\phi_K = c_K L \Delta P \quad (2.47)$$

em que ΔP é a diferença de potência óptica entre os dois feixes de luz (W) e c_K é um coeficiente que para a sílica assume o valor de $c_K = 10^{-2} \text{ rad W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. O que conduz a uma variação aparente da velocidade angular:

$$\omega_K = \frac{\lambda c}{8\pi A} c_K L \Delta P \quad (2.48)$$

É de notar que este efeito é proporcional à diferença de potência óptica entre os feixes e assim é também proporcional à potência óptica da fonte. Por outro lado, uma fonte com um pequeno comprimento de coerência diminuiria muito este efeito pois, dado que o efeito resulta da interferência entre os dois feixes, o efeito deixaria de ocorrer ao longo de todo o percurso óptico e passaria a ocorrer apenas para um comprimento igual ao comprimento de coerência da luz emitida pela fonte: $L \rightarrow L_C$.

2.2.6.2.4 Efeito de Faraday Magneto-Óptico e Efeito Magneto-Óptico Transverso

O efeito de Faraday magneto-óptico é o efeito observado, quando na presença de um campo magnético paralelo à direção do feixe óptico. É um efeito não linear. Este campo magnético roda a polarização do feixe sendo que este efeito é somado para os dois feixes como podemos observar na Figura 2.11. Esta rotação da polarização pode, no máximo (para uma polarização circular [5]), implicar uma diferença de fase igual.

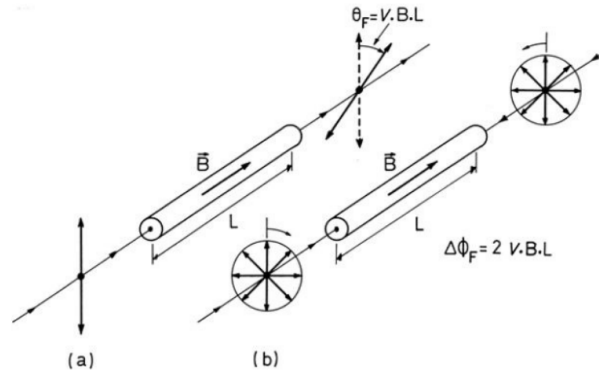


Figura 2.11: Esquema do efeito de Faraday. V é a constante de Verdet (retirado de [5]).

Esta fase, que é adicionada ao sinal, segue a seguinte expressão:

$$\phi_F = 2 V B L \quad (2.49)$$

em que V é a constante de Verdet do meio ($\text{rad T}^{-1} \text{ m}^{-1}$) e B é o campo magnético (T). A constante de Verdet assume para a sílica o seguinte valor $V = 0.6 \text{ rad T}^{-1} \text{ m}^{-1}$ e o campo magnético da terra assume o seguinte valor típico $B = 5 \times 10^{-5} \text{ T}$. O que conduz a uma variação máxima aparente da velocidade angular:

$$\omega_F = \frac{\lambda c}{4\pi A} V B L \quad (2.50)$$

Uma forma de diminuir a influência deste efeito é usar fibra óptica de grande birrefringência que mantém a polarização quase sem alterações. Apesar de uma ligeira rotação da polarização, o efeito é bastante atenuado usando esta fibra.

Temos ainda o efeito magneto-óptico transversal que se deve ao facto de os feixes ópticos possuírem uma pequena componente longitudinal. É também um efeito não linear. Assim, de forma semelhante ao efeito de Faraday, este efeito provoca um erro na diferença de fase da ordem de $1 \mu\text{rad}$ [5].

2.2.6.2.5 Birrefringência e Polarização

Segundo a *general linear network theory* (ver mais em [5]), um percurso óptico formado por fibra óptica tendo como extremos polarizadores (definindo assim a polarização em cada um dos extremos da fibra), dois feixes ópticos que percorrem este percurso óptico em sentidos opostos preservam à saída a diferença de fase e a razão de amplitudes que possuíam à entrada. Este é pois um sistema recíproco. Da mesma forma, um percurso óptico fechado formado por um polarizador e um acoplador cujas saídas estejam ligadas a um enrolamento de fibra óptica obedece ao mesmo princípio.

No entanto, devido ao facto de o polarizador não eliminar completamente a polarização perpendicular à sua posição, a polarização parasita é acoplada para o percurso óptico fechado, resultado em três situações possíveis:

1. A polarização parasita (A_2 segundo a Figura 2.12) permanece na direcção perpendicular à polarização principal (A_1), resultando que encontra de novo o polarizador segundo a direcção perpendicular ao mesmo (A_{22}), sendo de novo atenuada pelo mesmo.
2. A polarização parasita (A_2) pode também ser acoplada para a polarização principal (A_1), resultando que passa de novo pelo polarizador (A_{21}) sem atenuação significativa.
3. A polarização principal (A_1) também pode ser acoplada para a direcção perpendicular à direcção do polarizador (A_{12}), sendo depois atenuada pelo polarizador.

Estas três situações ocorrem normalmente de forma simultânea sendo que os efeitos mais relevantes se devem aos casos 2 e 3 pois estas polarizações só uma vez passam pelo polarizador perpendiculares ao mesmo, enquanto que no caso 1 a polarização parasita passa duas vezes pelo polarizador em direcção perpendicular ao mesmo. Existindo polarizações parasitas (A_{21} , A_{12} e A_{22}), estas interferem com a polarização principal criando uma fase parasita, para além da diferença de fase provocada pelo efeito de Sagnac ou por efeitos não lineares (ver os Capítulos 2.2.6.2.3 e 2.2.6.2.4).

O acoplamento entre as duas direcções de polarização é devida às imperfeições da fibra óptica e à birrefringência da mesma.

Por outro lado, a birrefringência numa fibra óptica é muitas vezes causada por torções ou pequenos defeitos na fibra óptica, levando a que a polarização varie podendo diminuir a eficiência do sensor (diminuir a amplitude de modulação do sinal, adicionar ao sinal um fundo constante ou até adicionar

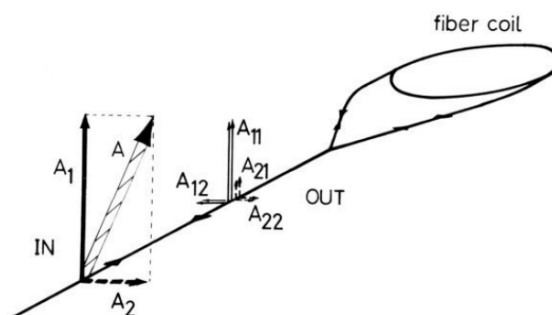


Figura 2.12: Esquema de um percurso óptico fechado com as várias polarizações possíveis representadas. Ter em atenção que a direcção de A_1 é a direcção da polarização principal paralela à direcção do polarizador e A_2 é a direcção da polarização perpendicular à direcção do polarizador. Nas polarizações resultantes o primeiro índice corresponde à direcção de polarização de origem e o segundo índice à direcção de polarização resultante (retirado de [5]).

uma fase entre os dois feixes de luz). Uma das maiores fontes de birrefringência numa fibra óptica é o facto de ela estar encurvada. A equação que rege o atraso de fase entre a polarização que segue o eixo rápido da fibra e a polarização ortogonal que segue o eixo lento da fibra é:

$$\theta = \frac{2\pi a L D^2}{\lambda d^2} \quad (2.51)$$

em que a é o coeficiente elasto-óptico da fibra óptica e D é o diâmetro da bainha da fibra óptica (m).

Uma solução seria o uso de um despolarizador¹¹. Um despolarizador transforma a polarização numa polarização aleatória. Daí advém que ao recuperar a polarização com um polarizador se perca 50 % da potência do feixe despolarizado. A sua inclusão no GIFO obriga a ter dois despolarizadores para obter resultados ótimos, um antes do polarizador e outro depois, obrigando o feixe despolarizado a passar duas vezes pelo polarizador implicando uma perda de 6 dB da potência do feixe [5].

Por outro lado, uma solução que obtém bons resultados é uma fibra com grande birrefringência, que apenas suporta uma polarização. Esta é, no entanto, mais cara que as fibras mono-modo. Esta solução é utilizada em aplicações mais exigentes do ponto de vista da sensibilidade [5].

2.2.6.2.6 Flutuações na Temperatura

O índice de refração de uma fibra é função da temperatura. Assim variações de temperatura levam a alterações no percurso óptico, que, não sendo simétricas em relação ao ponto médio do percurso óptico na fibra afetando de igual forma os dois feixes de luz, levam a um desvio na fase. Assim este é um dos problemas mais difíceis de resolver pois numa fibra com um comprimento significativo é difícil

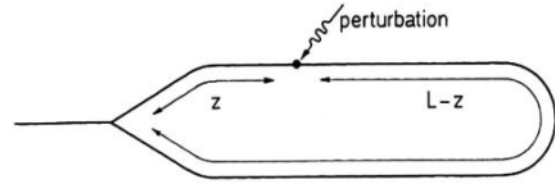


Figura 2.13: Esquema de uma perturbação não compensada na fibra óptica provocada por uma variação da temperatura (retirado de [5]).

controlar a temperatura em toda a extensão da mesma. Este problema não depende do valor absoluto da temperatura, mas sim da taxa de variação da mesma ($\Delta T/\delta t$). Por outro lado, uma variação da temperatura opera uma expansão do meio contribuindo que contribui ainda mais para o efeito de variação da fase. Assim contabilizando os dois efeitos segundo as referências [1], [3], [12] obtemos uma variação na fase provocada pela variação de temperatura:

$$\phi_T = \frac{\pi n L^2 \Delta T}{3 c \lambda \delta t} \left(\frac{dn}{dT} + n \alpha_T \right) \quad (2.52)$$

em que T é a temperatura ($^{\circ}\text{C}$), α_T é o coeficiente de expansão térmico do meio ($^{\circ}\text{C}^{-1}$), n é o coeficiente de refração da fibra e δt é o intervalo temporal de integração (s). Podemos observar que a variação na fase é proporcional à variação da temperatura e inversamente proporcional ao tempo de integração. O que conduz a uma variação máxima aparente da velocidade angular:

$$\omega_T = \frac{n L^2 \Delta T}{24 A \delta t} \left(\frac{dn}{dT} + n \alpha_T \right) \quad (2.53)$$

No entanto existem formas de atenuar este efeito [1], [5], [11]. No caso de uma fibra óptica, enrolar a fibra óptica de forma a que pontos simétricos em relação ao ponto médio do comprimento da mesma estejam justapostos faz com que variações pontuais de temperatura afetem de igual forma os dois feixes ópticos. No entanto, a variação de temperatura afeta o comprimento do percurso óptico fazendo

¹¹ “Depolarizer” ver [5], [10].

na mesma variar a fase. No caso de um giroscópio em anel laser poder-se-ia utilizar materiais que não são sensíveis à temperatura em termo de índice de refração e expansão térmica.

Outra solução para este problema seria monitorizar as variações de temperatura ao longo da fibra e retroagir com recurso ao modelador de fase de forma a cancelar o efeito das variações de temperatura.

2.2.6.2.7 Vibrações e Ruído Acústico

As vibrações e o ruído acústico não contribuem de forma decisiva para o ruído na diferença de fase dado que a propagação do som na fibra é bastante rápida (7 km/s) e sem grande atenuação, de modo que os dois feixes sofrem efeitos simétricos por parte das ondas acústicas. Sendo o efeito recíproco e, portanto, compensado internamente, as variações provocadas por ondas acústicas não são substanciais (uma fase de cerca de $1 \mu\text{rad } \sqrt{\text{Hz}}$).

No entanto para que as vibrações não afetem o sensor, é necessário fixar rigidamente todos os segmentos de fibra do sensor de modo que certas partes não entrem em ressonância mecânica e isso faça alterar o sinal do mesmo [5].

2.2.6.2.8 Componentes ópticos ótimos para o GIFO

Como visto no capítulo anterior, as várias fontes de ruído ou deriva no sistema exigem que o sistema seja insensível a efeitos relacionados com a polarização, com interferências ópticas parasitas ou com variações da temperatura. Para isso há que selecionar os vários componentes do giroscópio de forma a conseguir que o giroscópio seja insensível aos demais fenómenos.

Assim os componentes ópticos ótimos para a montagem de um GIFO são:

1. Fonte com baixo comprimento de coerência em relação ao comprimento da fibra (diminui o erro provocado pelo efeito da dispersão de Rayleigh e o efeito de Kerr óptico). Um exemplo pode ser o uso de um DSL que possua esta característica, além de possuir uma elevada potência óptica.
2. Um polarizador ladeado por dois despolarizadores se forma a obter não só um sinal que não dependa da polarização, mas também um sinal que seja recíproco (diminui o erro provocado pelo efeito de Faraday magneto-óptico e o efeito magneto-óptico transversal) (ver também Capítulo 2.2.6.2.5). Em alguns casos o polarizador será dispensável e poder-se-há utilizar apenas um despolarizador.
3. Uma fibra óptica mono-modo de elevada birrefringência e que apenas suporta uma polarização, sendo apenas necessário o uso de um polarizador antes da fibra (também diminui o erro provocado pelo efeito de Faraday magneto-óptico e o efeito magneto-óptico transversal). No caso de uma fibra mono-modo simples usa-se a configuração apresentada no ponto 2. Tanto num caso como no outro, a fibra deve ser enrolada de forma a que pontos simétricos em relação ao ponto médio do comprimento da fibra estejam justapostos, de forma a que os efeitos da temperatura no sinal sejam minimizados.
4. Um acoplador (2×2 ou 3×3) cuja saída não dependa nem da polarização nem da temperatura.
5. Um modulador de fase em fibra óptica composto por um enrolamento de fibra óptica um torno de um cristal cilíndrico piezoelétrico ou um modulador de fase usando um cristal que

apresente um efeito de Kerr eletro-óptico considerável. Ter em atenção que ambos os moduladores de fase apresentam birrefringência pelo que é necessário um alinhamento rigoroso como os demais elementos do sistema.

2.2.6.3 Giroscópio Ressonante de Fibra Óptica

Por outro lado, o Giroscópio Ressonante de Fibra Óptica¹² (GRFO) (ver Figura 2.14) é baseado no GAL tendo uma cavidade óptica passiva. A frequência de ressonância da cavidade óptica é modulada pela velocidade angular (ver Capítulo 2.1.1). A mudança na frequência de ressonância das ondas que se propagam em sentidos opostos na cavidade óptica transforma-se numa variação na potência óptica que sai da cavidade óptica. Devido ao efeito de ressonância, a fibra óptica não necessita de ser tão extensa para obter uma grande sensibilidade. É necessário utilizar uma fonte coerente e fibra óptica que mantenha a polarização dos feixes para um maior desempenho. Dadas estas características é de mais difícil implementação que o GIFO apesar de poder ter uma maior sensibilidade que este. Pode ser mais compacto que o GIFO, mas é mais caro e assim não tem uma divulgação tão grande quanto o GIFO.

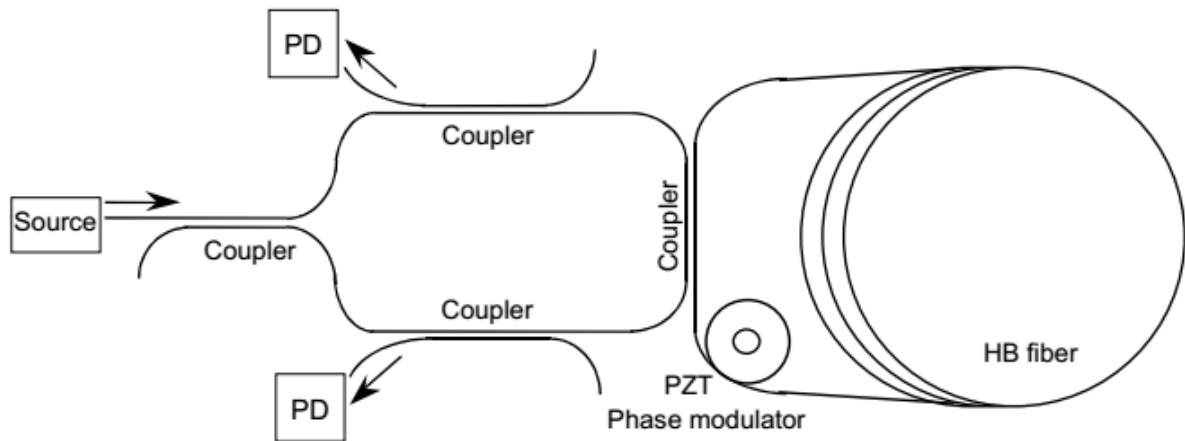


Figura 2.14: Configuração do GRFO (retirado de [10]).

2.2.6.4 Outros Giroscópios

Nos últimos tempos tem-se assistido ao desenvolvimento da tecnologia para a integração de circuitos ópticos ([10], [13]), que está a dar agora os primeiros passos assumindo-se como tecnologia promissora. Apostam na miniaturização das guias de onda e na implementação de cavidades ressonantes. Alguns circuitos ópticos integrados baseiam-se em cristais fotónicos como cavidades ressonantes [13] outros em guias de onda integradas. Deverão ter uma sensibilidade limite na ordem de $2 - 10 \text{ }^\circ/\text{h}$ [10].

Por outro lado, têm surgido os sistemas micro-electro-mecânicos¹³ (SMEM) que surgem como sensores de aceleração e podem ser usados como giroscópios em aplicações com requisitos menos exigentes, sendo também compactos e de baixo custo [10].

¹² "Resonant Fiber Optic Gyroscope" (RFOG).

¹³ "MicroElectroMechanical systems" (MEMS).

2.2.7 Comparação entre os Vários Tipos de Giroscópios

De seguida são apresentados os requisitos de várias aplicações (sensibilidade e gama dinâmica) em formato de gráfico, em que encontramos as curvas de gama dinâmica em função da sensibilidade dos tipos de giroscópios:

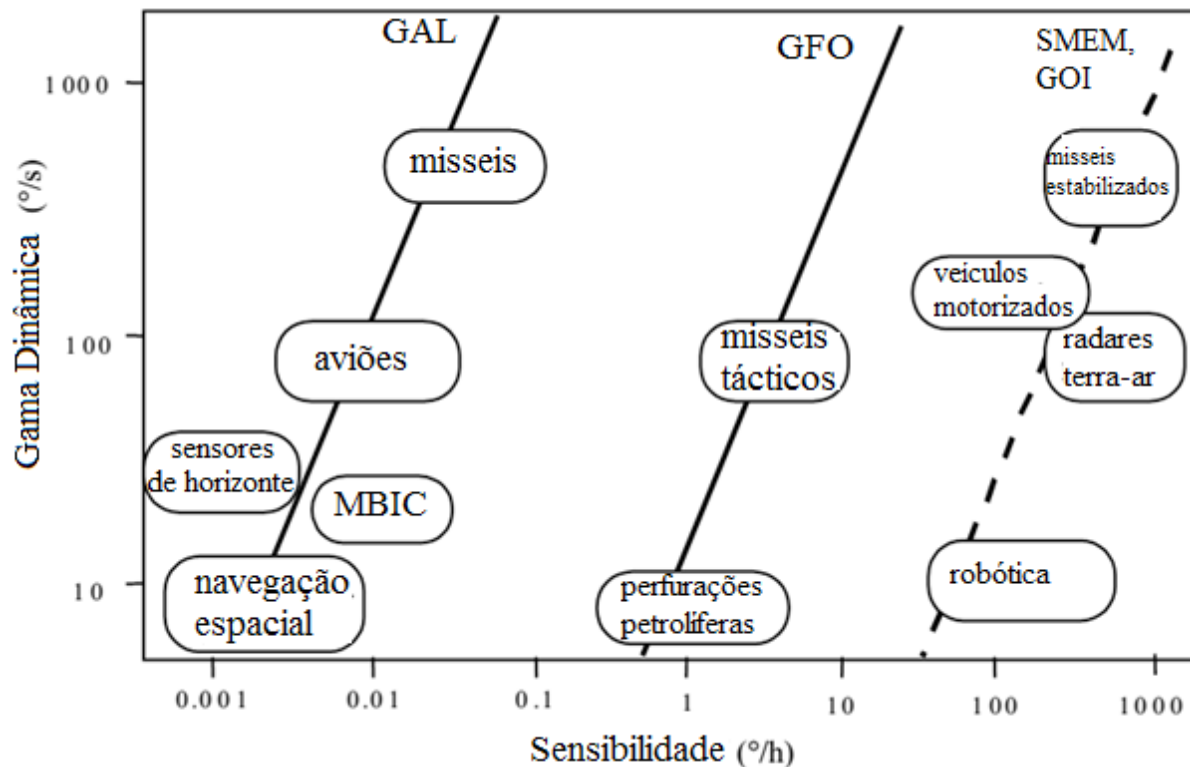


Gráfico 2: Gama dinâmica em função da sensibilidade para cada tipo de giroscópio e as suas aplicações práticas (retirado de [10]). GFO – Giroscópios de Fibra Óptica; SMEM - Sistemas Micro-Electro-Mecânicos; GOI – Giroscópios Ópticos Integrados; MBIC – Mísseis Balísticos InterContinentais. De observar que a velocidade angular de rotação da terra é de cerca de 15 °/h (retirado de [10]).

Em particular apresentamos os requisitos e constrangimentos de um GIFO a ser aplicado num micro-satélite de órbita baixa. Notamos que se insere no gráfico anterior um pouco à direita da janela dedicada à navegação espacial. É de notar que este giroscópio está a ser implementado com sucesso por uma equipa de investigadores ligados a vários centros de investigação [14], sendo que este tipo de sensibilidade e gama dinâmica enquadra-se mais na tecnologia GAL que na tecnologia GIFO. Isto mostra-nos que a tecnologia GIFO pode ainda ser aperfeiçoada e melhorada com vista a responder aos desafios tecnológicos futuros, entre os quais os giroscópios em condições tão agrestes como no caso de um micro-satélite sujeito a condicionantes como volume e potência reduzidos, elevada sensibilidade e amplitudes térmicas consideráveis.

Tabela 1: Requisitos e constrangimentos para giroscópios em micro-satélites de baixa órbita retirado de [14].

Especificações do GIFO	
Gama de medição	± 10 °/s
Deriva angular aleatória	< 0.005 °/ \sqrt{h} por canal
Deriva de zero	< 0.01 °/h por canal
Fator de escala	< 10 ppm por eixo
Especificações especiais para micro-satélites	
Dimensões para um giroscópio de 3 eixos	700 cm ³
Peso total	1 kg
Potencia elétrica consumida	8 W

Apresentamos ainda três tabelas que nos permitem comparar vários tipos de giroscópios existentes face às suas performances e características e aos desafios tecnológicos de cada um:

Tabela 2: Vantagens da tecnologia de giroscópio de fibra óptica. O GIFO com uma fase constante (no caso representado um giroscópio de fibra óptica com um acoplador 33) é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Analógico, enquanto que o GRFO é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Digital. Ring Laser Gyro – GAL (adaptado de [9]).

	Giroscópio de Fibra Óptica Analógico	Giroscópio de Fibra Óptica Digital	Giroscópio Mecânico	Giroscópio de Anel Laser
Operação Digital	Não	Sim	Não	Sim
Volume	Muito pequeno	Pequeno	Pequeno	Grande
Custo	Baixo	Moderado	Moderado	Alto
Início Rápido	Sim	Sim	Não	Sim
Limitador de Tempo de Vida	Estado sólido	Estado sólido	Rolamentos	Gás (Laser)
Flexibilidade de acondicionamento	Alta	Alta	Moderada	Baixa

Tabela 3: Comparação entre o desempenho dos diferentes giroscópios ópticos. O GIFO com uma fase ϕ_0 constante (no caso representado um giroscópio de fibra óptica com um acoplador 3×3) é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Analógico, enquanto que o GRFO é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Digital. Ring Laser Gyro – GAL (adaptado de [9]).

	Giroscópio de Anel Laser	Giroscópio de Fibra Óptica Analógico	Giroscópio de Fibra Óptica Digital
Função de Transferência	$\Delta f = \frac{4}{\lambda} \frac{A}{L} \omega$	$\Delta \phi = \frac{8\pi}{c} \frac{A}{\lambda} \omega$	$\Delta f = \frac{4}{\lambda} \frac{A}{L} \omega$
Percurso Óptico	< 30 cm – 1 m	50 m – 5 km	50 m – 5 km
Gama Dinâmica	$> 10^8$	$10^3 - 10^5$	$> 10^8$

Tabela 4: Comparação entre tecnologias de giroscópios ópticos. O GIFO com uma fase ϕ_0 constante (no caso representado um giroscópio de fibra óptica com um acoplador 3×3) é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Analógico, enquanto que o GRFO é representado pelo Giroscópio de Fibra Óptica Digital. Ring Laser Gyro – GAL (adaptado de [9]).

	Giroscópio de Anel Laser	Giroscópio de Fibra Óptica Analógico	Giroscópio de Fibra Óptica Digital
Maquinação de Precisão	Sim	Não	Não
Alinhamento de Precisão	Espelhos	Acoplamento entre a fibra e a fonte de luz	Acoplamento entre a fibra e a fonte de luz
Montagem em ambiente limpo	Sim	Não	Não
Geometria flexível	No	Sim	Sim

Dado o grande número de aplicações a que se pode submeter o GIFO (aplicações à direita da curva FOG no Gráfico 2), o seu baixo custo, baixa sensibilidade a vibrações e choques e relativamente fácil implementação, o trabalho laboratorial foi baseado neste tipo de giroscópios.

3 DESENVOLVIMENTO E IMPLEMENTAÇÃO DE UM GIFO

Com base na pesquisa teórica e de estado da arte sobre os giroscópios ópticos podemos observar que a tecnologia GIFO é ainda uma tecnologia atual e funcional com variadas aplicações e na qual se faz trabalho de investigação e desenvolvimento por várias equipas, não só no campo académico como também no campo industrial. Já o LOLS tem interesse em aprofundar os conhecimentos na tecnologia GIFO e tem os meios que possibilitam a investigação nesta área. Por outro lado um giroscópio óptico poderá ser usado como:

- material didático para as aulas das disciplinas de Óptica lecionadas por membros do LOLS;
- apoio nas atividades de investigação e desenvolvimento desenvolvidas pelo LOLS.

Assim foi decidido implementar um GIFO para o laboratório de estágio dado ser mais fácil de desenvolver e envolver custos menos significativos.

Foram considerados dois GIFOs com esquemas de montagem de características diferentes: num deles o elemento óptico de divisão e recombinação dos feixes é um acoplador em fibra óptica 2x2 e no outro é utilizado um acoplador em fibra óptica 3x3. De seguida apresentamos os esquemas de montagem ponderados:

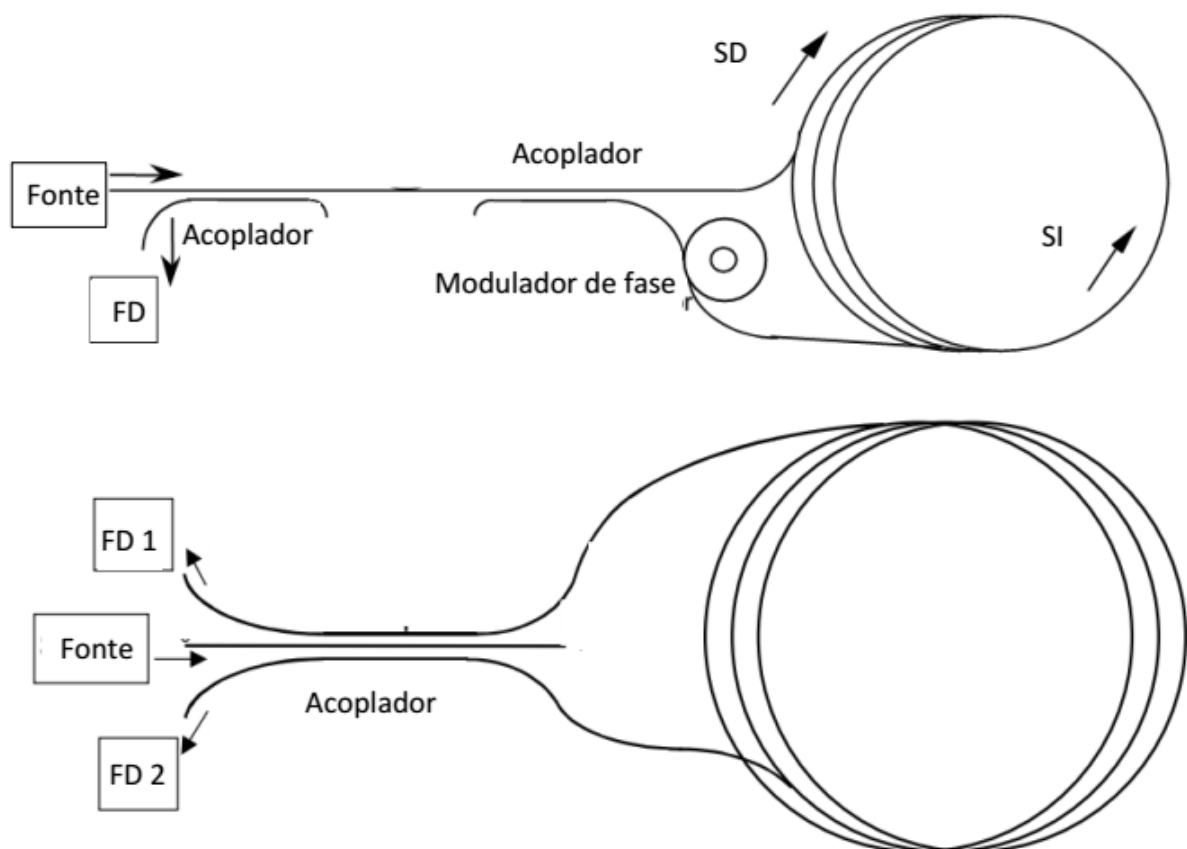


Figura 3.1: Esquemas de montagem dos GIFO baseados num acoplador 2x2 (em cima) e num acoplador 3x3 (em baixo) (adaptado de [10]).

Para melhor podermos perceber cada uma das montagens é necessário aprofundar as noções teóricas acerca de dois componentes essenciais das montagens:

1. o acoplador em fibra óptica;
2. o controlador de polarização (que no nosso caso foi usado como meio de controlar a fase).

3.1 ACOPLADOR EM FIBRA ÓPTICA

Um acoplador em fibra óptica é um elemento óptico que permite o acoplamento óptico entre uma entrada e uma ou mais saídas do mesmo. Este acoplamento pode ser efetuado de várias formas sendo a mais comum a fusão entre os núcleos das fibras ópticas justapostas. Este processo permite o acoplamento da luz que se propaga numa das guias de onda para a outra. O acoplamento da luz entre as duas guias de onda depende da constante de acoplamento K e do comprimento da região de acoplamento L_a . A amplitude complexa da onda a_i que se propaga em cada guia de onda é governada pelo seguinte par de equações [15]:

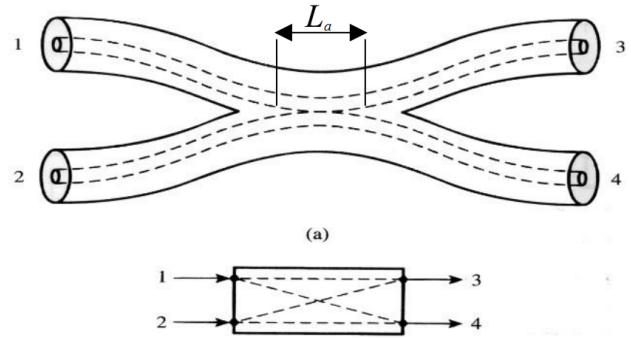


Figura 3.2: Esquema de um acoplador de fibra óptica. Em baixo está um esquema de acoplamento: em que a luz se mantém na mesma guia de onda: $1 \leftrightarrow 3$ e $2 \leftrightarrow 4$; em que a luz muda de guia de onda: $1 \leftrightarrow 4$ e $2 \leftrightarrow 3$ (adaptado de [21]).

$$\frac{da_i}{dx} + j K a_{i+1} = 0, \quad i = 1, 2, \quad i \leftrightarrow i + 2 \quad (3.1)$$

As soluções deste par de equações diferenciais podem ser escritas na forma:

$$\begin{pmatrix} a_1(x) \\ a_2(x) \end{pmatrix} = W \begin{pmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

em que a matriz de transferência W vem como:

$$W = \begin{pmatrix} \cos(K x) & j \sin(K x) \\ -j \sin(K x) & \cos(K x) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Assim, com $z = L_a$:

$$\begin{pmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} a_1(L_a) \\ a_2(L_a) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0 \cos(K L_a) \\ -j A_0 \sin(K L_a) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

em que A_0 é a amplitude da onda à entrada no acoplador. Como podemos verificar, para qualquer K ou L_a , existe sempre uma diferença de fase de $-\pi/2$ entre a onda que se propaga da guia de onda 1 e a onda que é acoplada para a guia de onda 2 devido ao termo complexo $-j$. Para que a potência óptica para $x = L_a$ seja igual nas duas guias de onda temos que:

$$a_1^2(L) = a_2^2(L) \Rightarrow K L_a = \frac{\pi}{4} \quad (3.5)$$

Apesar de este ser um cálculo puramente teórico e realizado para condições ideais (duas guias de onda iguais com um coeficiente de acoplamento constante), este permite demonstrar o resultado prático que nos diz que a onda acoplada para a segunda guia de onda tem uma diferença de fase em relação à onda

que se propaga na primeira guia de onda de $-\pi/2$. Permite-nos ainda dizer que o sistema é simétrico e responderá da mesma forma qualquer que seja o canal de entrada. Também podemos inferir que a potência de saída não depende da polarização do feixe de entrada o que não é totalmente correto como iremos analisar.

Pegando no esquema com um acoplador 2×2 da Figura 3.1, fazendo a análise da diferença de fase entre os dois feixes acumulada apenas na passagem pelos acopladores podemos determinar que esta é de $-\pi$ no caso do terminal livre do segundo acoplador, enquanto que no fotodíodo, a diferença de fase (após passar no primeiro acoplador) é $-\pi - (-\pi) = 0$. Assim podemos observar que no fotodíodo a diferença de fase provocada pelos acopladores é anulada, não se somando à diferença de fase provocada pela velocidade de rotação do sistema. É de ter em atenção que uma fase de $-\pi$ provoca interferência destrutiva enquanto que uma fase nula provoca interferência construtiva.

Por outro lado, o acoplador 3×3 é formado por três guias de onda. Neste caso o acoplamento depende da posição relativa das três guias de onda, sendo que a diferença de fase agora depende do comprimento da região de acoplamento e da sua geometria. Um aspeto interessante deste acoplador é o facto de nos fotodíodos (ver Figura 3.1), segundo o esquema referido, o sinal de interferência apresentar uma variação simétrica com a fase provocada pelo efeito de Sagnac [10]:

$$\begin{cases} I_1 = I_0(1 + \cos(\phi_a + \Delta\phi)) \\ I_2 = I_0(1 + \cos(\phi_a - \Delta\phi)) \end{cases} \quad (3.6)$$

em que ϕ_a é a diferença de fase acumulada pela passagem no acoplador (ela é igual para os dois fotodíodos pois o sistema é simétrico como podemos ver no esquema referido). Isto nos permite obter a função desejada a partir da diferença entre o sinal dos dois fotodíodos:

$$I = I_2 - I_1 = I_m(\phi_a)(1 + \sin(\Delta\phi)) \quad (3.7)$$

em que $I_m(\phi_a)$ é uma constante que depende da fase acumulada no acoplador.

Este esquema não será mais analisado visto que não foi possível obter em tempo útil um acoplador 3×3 , o que impossibilitou o seu estudo e integração no giroscópio. Para uma análise mais aprofundada deste acoplador e a sua integração ver [10], [15].

3.2 CONTROLADOR DE POLARIZAÇÃO DE FIBRA ÓPTICA

Neste estágio, foi utilizado um controlador de polarização em fibra óptica como controlador de fase.

Um controlador de polarização em fibra óptica tem como objetivo ser o equivalente de duas lâminas de $\lambda/4$ tendo uma lâmina de $\lambda/2$ entre elas, todas implementadas em fibra óptica. Para isso são usados enrolamentos de fibra óptica aproveitando o facto de que a fibra sob a tensão provocada pela curvatura da mesma apresentar birrefringência. Esta birrefringência provoca uma diferença de fase entre as polarizações segundo o eixo rápido e o eixo lento dada pela seguinte

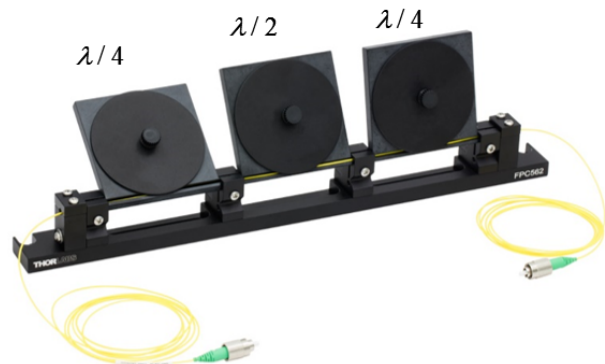


Figura 3.3: Fotografia de um controlador de polarização em fibra óptica. O eixo rápido é complanar com o plano de cada pá, sendo perpendicular ao eixo de rotação (retirado de [16]).

equação:

$$\phi_{cp} = 2\pi^2 a N \frac{d^2}{\lambda D} \quad (3.8)$$

em que a é o coeficiente foto-elástico da fibra ($a = 0.133$ para uma fibra de sílica [16]), N é o número de espiras, d é o diâmetro do revestimento da fibra e D é o diâmetro da espira ($D = 2 \times r$). O efeito de torção também afeta a polarização, rodando-a por um ângulo:

$$\theta = \alpha \gamma \quad (3.9)$$

Em que $\alpha = -n^2 p_{44}$, p_{44} é um dos coeficientes elasto-ópticos da fibra, n é o índice de refração do núcleo da fibra ($p_{44} = (p_{11} - p_{12})/2 = -0.075$ para sílica fundida [17] e $n = 1.452$, com $\alpha = 0.158$) e γ é o ângulo de torção.

3.2.1 Utilização de um controlador de polarização nas montagens de laboratório

Vimos no Capítulo 2.2.6.2.5 que numa configuração com polarizadores à entrada e à saída de um percurso de fibra óptica, este seria recíproco, ou seja, dois feixes que se propagassem em sentidos opostos sairiam com informação de fase idêntica e atenuação idêntica. O nosso objetivo é oposto: poder alterar a informação de fase dos dois, alterando a diferença de fase entre eles. Devido ao facto de não termos disponível um modulador de fase nem um polarizador, utilizámos o controlador de polarização (sem incluir na montagem um polarizador) para podermos manipular as polarizações de forma a conseguirmos alterar a fase relativa entre os feixes.

Um controlador de polarização tem a capacidade de alterar a direção de polarização de um feixe polarizado, como vimos anteriormente. Tendo um enrolamento de fibra óptica que apresenta uma birrefringência residual, este não é indiferente à polarização de um feixe incidente.

De um modo simplificado o enrolamento de fibra óptica pode se comportar como uma lâmina de atraso de fase devido à birrefringência causa pelo enrolamento. Assim podemos facilmente ver que dois feixes de luz em fase mas com polarizações ortogonais lineares segundo os eixos rápido e lento da lâmina de atraso de fase, apresentarão uma diferença de fase depois de percorrerem a fibra óptica. Esta diferença de fase seria igual ao atraso de fase imposto pela lâmina de atraso de fase.

Dado que na nossa montagem os feixes de luz têm uma mesma origem, eles têm a mesma informação de fase e polarização quando são divididos. Quando colocamos um controlador de polarização num dos terminais do enrolamento de fibra óptica, este muda a polarização de um dos feixes logo ao início: este feixe irá percorrer a fibra óptica com uma polarização diferente do feixe que se propaga no sentido inverso. Assim verá um caminho óptico diferente e apresentará uma diferença de fase face ao outro feixe. Este último também acabará por entrar no controlador de polarização sofrendo um efeito simétrico na polarização face ao primeiro feixe.

Apesar de esta ser uma imagem simplificada de todo o processo, ela retrata o que pode acontecer numa montagem como a apresentada na Figura 3.4. Dado que não temos um polarímetro e polarizadores para o comprimento de onda utilizado foi impossível estudar a fundo tanto a polarização à saída da fonte de luz utilizada como os efeitos da fibra óptica e do controlador de polarização sobre a polarização dos feixes de luz nas várias etapas do circuito óptico. No entanto ficamos com a prova que é possível utilizar um controlador de polarização como controlador de fase.

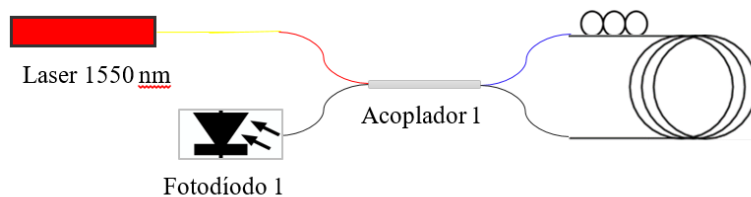


Figura 3.4: Esquema de montagem incluindo um controlador de polarização numa das extremidades do enrolamento de fibra óptica.

3.3 EQUIPAMENTO USADO

Devido à impossibilidade de usar um acoplador 3×3 pois não estava disponível em laboratório, recorreremos ao uso de um ou mais acopladores 2×2 . Dado o equipamento disponível em laboratório (controlador de polarização, enrolamento de fibra, acopladores em fibra e fonte de luz laser) estar dedicado ao comprimento de onda 1550 nm, este foi o comprimento de onda escolhido. Assim, passo a descrever o equipamento utilizado.

3.3.1 Fonte de luz

- díodo laser mono-modo 1550 nm InGaAsP/InP - Thorlabs LPS-1550-FC

Este díodo laser mono-modo possui uma cavidade de Fabry-Perot, não sendo mono-modo para todas as condições de operação. Apresenta um comportamento multi-modo para uma corrente baixa e é também dependente da temperatura. O seu comprimento de onda central depende igualmente da temperatura aumentando com a mesma tendencialmente. Em modo de emissão estimulada, este díodo laser apresenta uma polarização paralela ao plano da junção p-n do díodo (ver mais sobre lasers díodos de Fabry- Perot em [18], [19]). De ter em atenção que esta polarização pode variar no tempo.

Acoplado a este díodo laser está um controlador de temperatura e um controlador de corrente, que pode funcionar em modo de controlador de potência óptica dado que a configuração do díodo laser inclui um fotodíodo que pode medir diretamente a potência óptica do laser.

Seguem as especificações do laser, um gráfico da relação entre o comprimento de onda e a temperatura para uma corrente no fotodíodo de 20.0 mA e um espectro para 26.0 °C e 20.0 mA.

Tabela 5: Especificações segundo o fabricante.

Specifications

LPS-1550-FC Specifications		
LD Reverse Voltage (Max)	2 V	
PD Reverse Voltage (Max)	20 V	
Optical Output Power	1.5 mW (Typ.)	1.8 mW (Max)
Operating Temperature	0 to 50 °C	
Storage Temperature	-10 to 65 °C	
Pin Code	5D	
Laser Diode	ML925B45F	
Fiber	SMF-28-J9	
Connector	FC/PC	

LPS-1550-FC Specifications			
	Min	Typ.	Max
Wavelength	1530 nm	1550 nm	1590 nm
Threshold Current*	-	10 mA	20 mA
Slope Efficiency*	0.09 mW/mA	0.12 mW/mA	-
Operating Current @ $P_0 = 1.5 \text{ mW}^*$	-	30 mA	50 mA
Operating Voltage @ $P_0 = 1.5 \text{ mW}^*$	-	1.0 V	1.5 V
Monitor Current @ $P_0 = 1.5 \text{ mW}^*$	-	0.4 mA	-

*Temperature = 25 °C

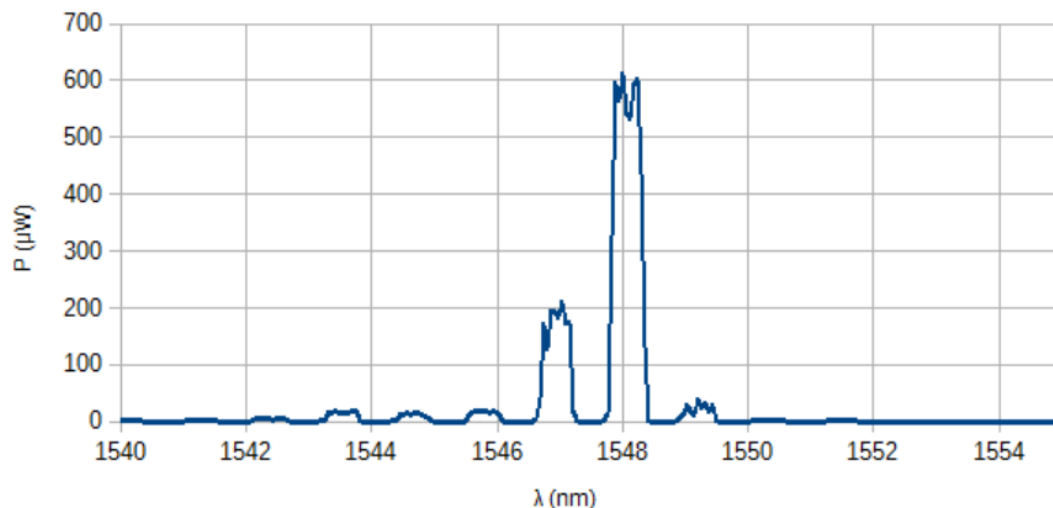


Gráfico 3: Espectro óptico para uma temperatura de 26.0 °C e uma corrente de 20.0 mA. É de ter em atenção que o laser não apresenta apenas um modo, mas vários, tendo um modo dominante para 1548 nm.

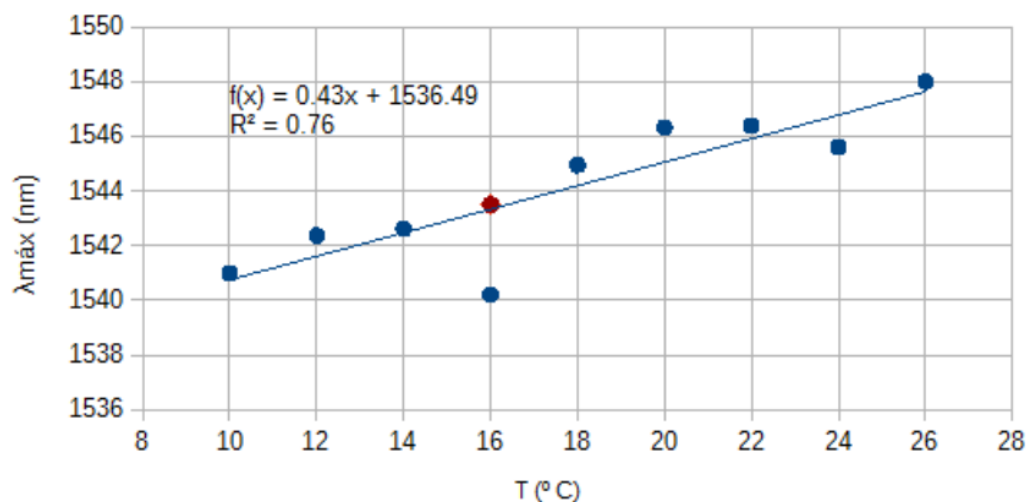


Gráfico 4: Comprimento de onda do máximo de potência óptica do laser em função da temperatura. A vermelho está marcado o modo de maior energia para 16 °C, não sendo no entanto o pico máximo de potência óptica para essa mesma temperatura.

3.3.2 Acopladores

- Acoplador de fibra óptica 2x2 50:50 - Thorlabs 2x2 SM Coupler, 1310 nm & 1550 nm, 50:50 Split

Foram utilizados dois acopladores de fibra óptica com esta referência. Foram feitos dois estudos: um para o acoplamento com uma polarização variável e outro para a medição das perdas e do rácio de acoplamento.

De seguida são apresentadas as especificações do fabricante, um gráfico com o comportamento do acoplador variando a polarização e os rácios de acoplamento usando os vários canais dos dois acopladores usados. É de ter em atenção que o rácio de acoplamento varia segundo o canal de entrada e segundo a polarização de entrada e que a variação da potência óptica nos vários canais com a polarização chega até 3%.

Tabela 6: Especificações do fabricante. De ter em atenção que o valor de perdas dependentes da polarização medido experimentalmente corresponde às especificações.

Item nº	Largura de banda	Tipo de fibra	Rácio de acoplamento	Perdas	Perdas
10202A-50	± 40 nm	SMF-28e+	50:50	< 3.8 dB	< 0.15 dB

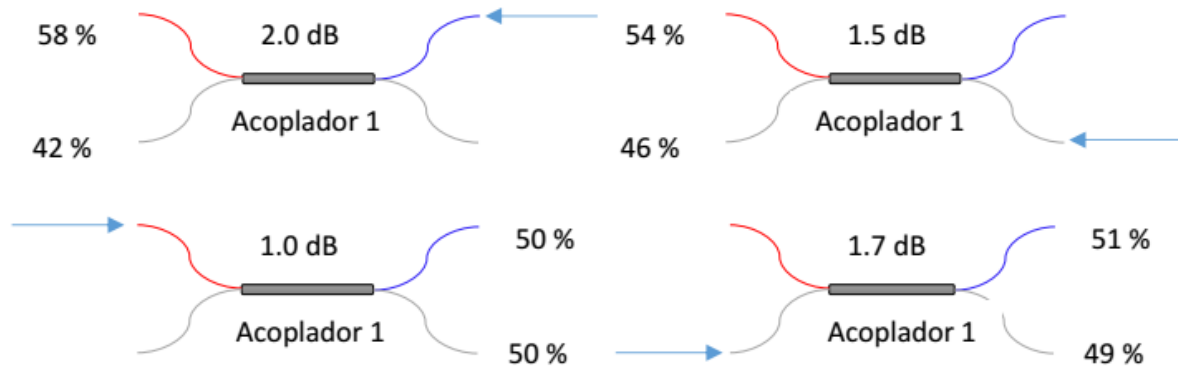


Figura 3.5: Estudo do rácio de acoplamento do acoplador 1. Em dB são apresentados os valores das perdas.

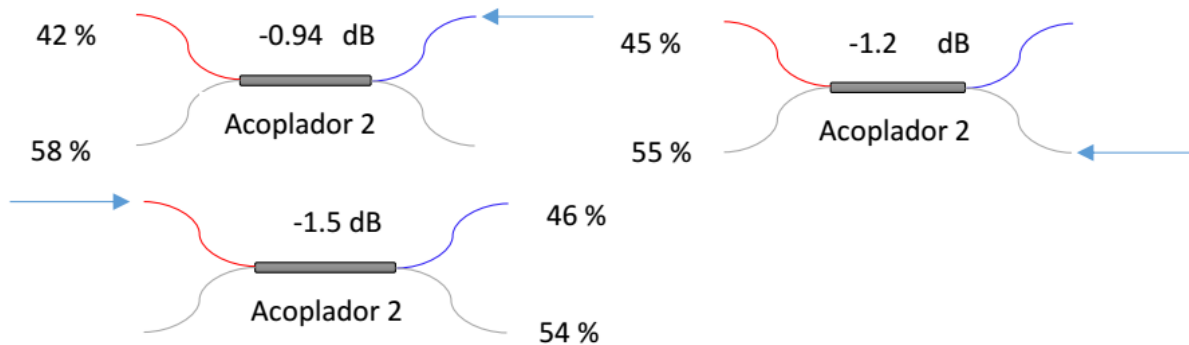


Figura 3.6: Estudo do rácio de acoplamento do acoplador 2.

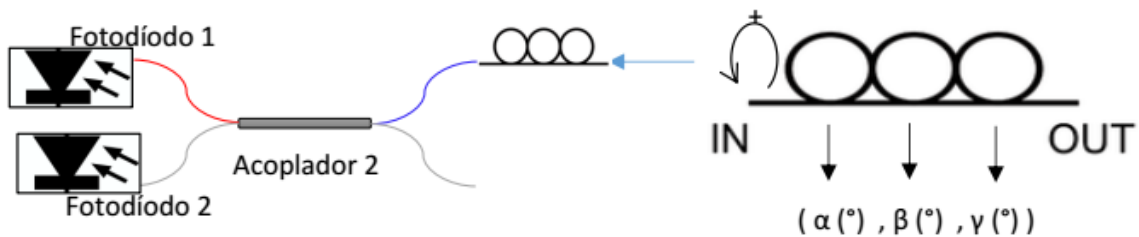


Figura 3.7: Esquema de montagem para a medição do acoplamento em função da polarização. Devido ao facto de não existir no laboratório um polarímetro, apresentamos um esquema explicativo da posição das pás do controlador de polarização. Esta notação para a posição das pás será usada daqui em diante.

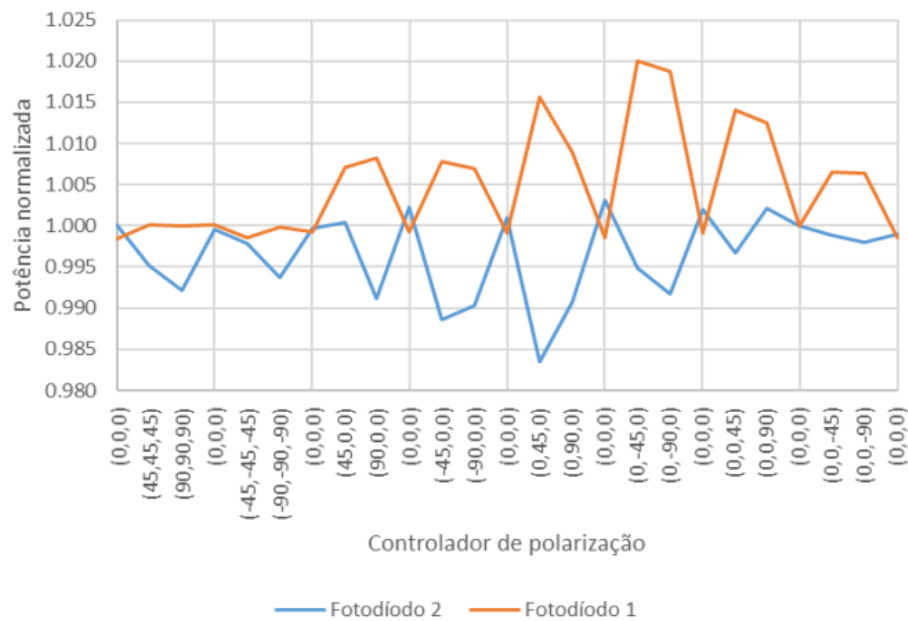


Gráfico 5: Potência óptica normalizada nos fotodíodos em função da posição das pás do controlador de polarização. Os valores da posição das pás estão em graus.

3.3.3 Bobine de fibra óptica

- Bobine de fibra óptica mono-modo SMF-28e+ de cerca de 700 m

Esta bobine de fibra óptica de cerca de 700 m apresenta as seguintes características (para SMF-28e+ com $\lambda=1550$):

Tabela 7: Especificações do fabricante para a fibra óptica mono-modo SMF-28e+.

Atenuação máxima (dB/km)	Dispersão (ps/(nm.km))	Dispersão do modo de polarização (ps/km ^{1/2})	Diâmetro do revestimento (μm)
≤ 0.20	≤ 18.0	≤ 0.1	125.0 ± 0.7

Diâmetro do núcleo (μm)	Abertura numérica	Índice de refração grupo efetivo	Coefficiente de dispersão de Rayleigh (dB/m)
8.2	0.14	1.4679	-82

3.3.4 Controlador de polarização em fibra óptica

- Controlador de polarização em fibra de 3 pás - Thorlabs FPC560 com fibra óptica SMF-28e+

Como já foi visto na introdução teórica, este controlador é composto por três enrolamentos. Para a nossa aplicação o número de espiras dos enrolamentos é 3 – 6 – 3 para corresponder às lâminas de $\lambda/4 - \lambda/2 - \lambda/4$, respetivamente. A fibra utilizada é a fibra SMF-28e+ que já foi descrita previamente. Segundo o fabricante, os resultados práticos diferenciam-se do esperado teoricamente para uma lâmina de $\lambda/4$ e $\lambda/2$. No entanto é possível controlar a polarização e obter a polarização desejada. É de ter em atenção que dado que não temos um polarímetro para o comprimento de onda de 1550 nm, torna-se difícil analisar a polarização do sistema.

3.3.5 Fotodíodo InGaAs 800-1700nm – Thorlabs DET01CFC

- Controlador de polarização em fibra de 3 pás - Thorlabs FPC560 com fibra óptica SMF-28e+

Os dois fotodíodos utilizados com esta referência têm acoplamento FC/PC para fibras ópticas sendo que o pico de resposta espectral se encontra para cerca de 1550 nm. Têm uma largura de banda de 1.2 GHz e um tempo de resposta de 1 ns. De seguida é apresentado o gráfico de resposta espectral em função do comprimento de onda. É de notar que tendo uma resistência de carga no sistema de 1 k Ω , 1 V corresponde a cerca de 1 mW para $\lambda = 1550$ nm.

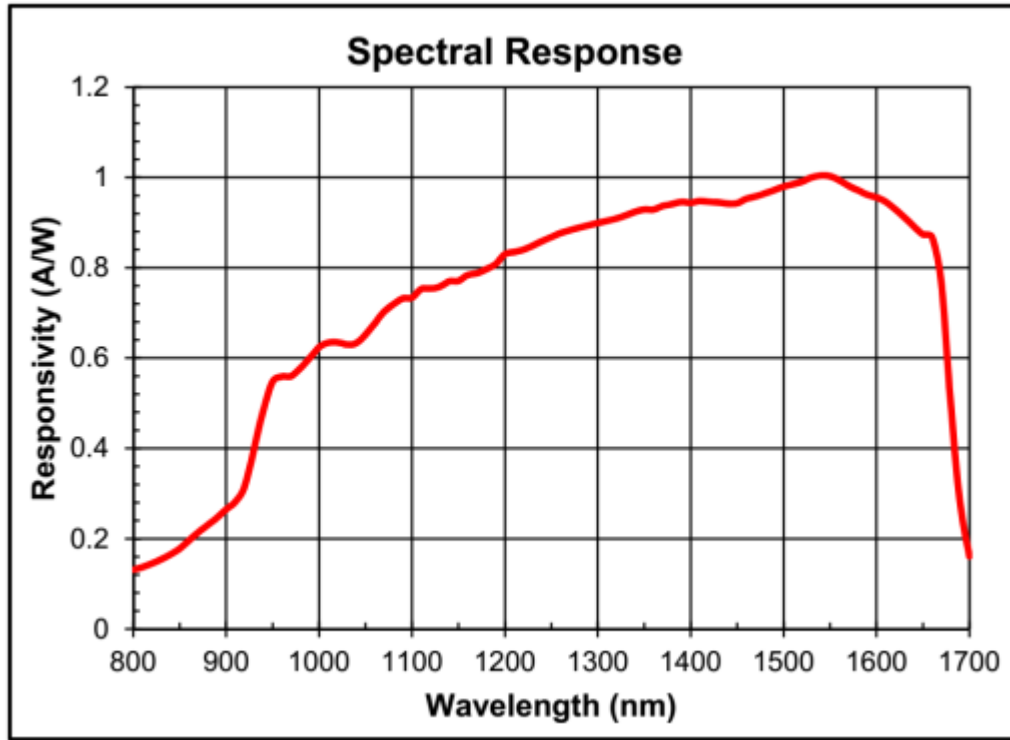


Gráfico 6: Resposta espectral do fotodíodo (informação do fabricante).

3.4 CARACTERÍSTICAS TEÓRICAS DO SENSOR

Segundo os cálculos teóricos, utilizando os valores relativos ao nosso sensor, a velocidade angular que limita positivamente e negativamente a gama dinâmica é (ver Equação 2.30):

$$\omega_{m\acute{a}x} = 1.0 \text{ rad/s} \Rightarrow \nu_{m\acute{a}x} = \omega_{m\acute{a}x} \frac{180^\circ}{\pi} = 57.6^\circ/\text{s} \quad (3.10)$$

Por outro lado, o coeficiente de sensibilidade teórico que permite calcular a velocidade angular a partir da diferença de fase é (ver Equação 2.31):

$$\frac{\partial \omega}{\partial \Delta \phi} = \frac{c \lambda}{2\pi L d} = 0.639 \text{ s}^{-1} \quad (3.11)$$

sendo que tomámos os seguintes valores para as várias grandezas: $d = 0.165$ m, $c = 299792458$ m/s, $\lambda = 1548$ nm e $L = 700$ m. Estes valores podem ser inexatos, dado em alguns casos os valores reais das grandezas não serem conhecidos como é o caso do comprimento da fibra óptica ou o diâmetro médio do enrolamento da mesma.

Por outro lado, usando as várias grandezas podemos também calcular as várias fontes de ruído ou deriva:

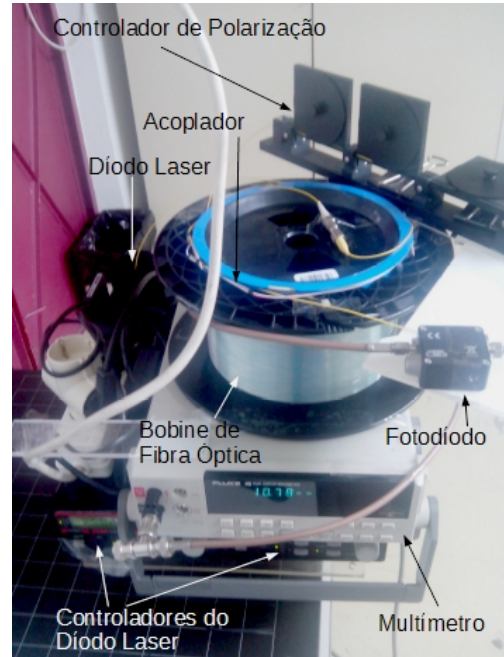
- ruído eletrónico (ver Equação 2.44): $\omega_r = 2.1 \times 10^{-6} \text{ }^\circ/\text{s}$
- dispersão de Rayleigh (ver Equação 2.46): $\omega_R = 0.011 \text{ }^\circ/\text{s}$
- efeito de Kerr óptico (ver Equação 2.48): $\omega_K = 0.13 \text{ }^\circ/\text{s}$
- efeito de Faraday magneto-óptico (ver Equação 2.50): $\omega_F = 1.5 \text{ }^\circ/\text{s}$
- efeito da variação de temperatura para um tempo de integração de 1 s (ver Equação 2.53): $\omega_T = 0.064 \text{ }^\circ/\text{s}$

tomando os seguintes valores para as várias grandezas: $e = 1.60217653 \times 10^{-19} \text{ C}$, $F = 5 \text{ Hz}$, $I_0 = 0.5 \text{ mA}$, $z = 0.14$, $\alpha_S = 6.31 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1}$, $\Delta P = 1.5 \text{ mW}$, $n = 1.4679$, $dn/dT = 10^{-5} \text{ }^\circ \text{C}^{-1}$, $\Delta T = 0.1 \text{ }^\circ \text{C}$. É de ter em atenção que estes valores são maximizados. No caso da dispersão de Rayleigh e dos efeitos de Kerr e Faraday, estes podem apenas adicionar uma fase constante ao sistema em condições controladas (como foi o caso das condições de laboratório). Já no caso das flutuações de temperatura, estas podem provocar deriva do sinal com o sistema em repouso ou em movimento. Esta é a fonte de deriva e de erro que mais limita os GIFOs que não estão de alguma forma compensados (ver Capítulo 2.2.6.2.6 e as referências [5], [14], [20]).

4 RESULTADOS LABORATORIAIS

Para recolher os dados de cada experiência foram feitas uma série de medições com velocidade angular constante de forma a obter curvas de potência óptica nos fotodíodos em função da velocidade angular. Foram feitos ciclos de 8 etapas:

1. Aceleração positiva;
2. Velocidade positiva constante;
3. Desaceleração;
4. Pausa com velocidade nula;
5. Aceleração negativa;
6. Velocidade negativa constante;
7. Desaceleração;
8. Pausa com velocidade nula.



Entre cada ciclo a velocidade angular incrementava de 1 °/s (em módulo) até atingir a velocidade máxima determinada ou atingir os limites do motor.

Figura 4.1: Fotografia da montagem experimental.

Foram realizadas várias experiências com montagens diferentes. Para cada série de dados obtida foi feita a diferença entre a potência óptica para a velocidade angular pretendida e a potência óptica para velocidade nula. Mostrando os dados num gráfico, foi usada a curva de ajuste aos dados com a seguinte expressão:

$$y = a \cos(b(x - c)) + d \quad (4.1)$$

Dado que a diferença de potencial é dependente da resistência de carga utilizada, e que foram utilizados diferentes meios de medição, serão utilizadas unidades arbitrárias. Assim os parâmetros que são úteis para serem analisados são:

- O coeficiente de sensibilidade b , que relaciona a velocidade angular com a diferença de fase medida (é de notar que $b x = \Delta\phi$);
- O desvio da velocidade para velocidade angular nula c (é de notar que $b c = \phi_0$);
- A potência óptica relativa d/a (para $\cos(b(x - c)) = 0$).

É de notar que apesar de algumas montagens serem repetidas, os resultados podem ser bastante diferentes. Até pequenos toques nas fibras podem alterar os resultados. Dado que, inicialmente, o motor disponível apenas permitia uma gama de velocidades angulares relativamente reduzida, os resultados podem não se ajustar aos resultados teóricos previstos. No entanto o coeficiente b deve ser relativamente constante.

O resultado teórico esperado é:

$$b = \frac{2\pi L d}{c \lambda} \frac{\pi}{180} = 0.0273 \text{ rad} \cdot \text{s} / ^\circ \quad (4.2)$$

em que $\pi/180$ é o fator de conversão de graus para radianos pois é necessário converter uma velocidade angular em graus por segundo para uma diferença de fase em radianos.

4.1 DADOS RECOLHIDOS E ANÁLISE EM MONTAGENS SEM O CONTROLADOR DE POLARIZAÇÃO EM FIBRA ÓPTICA

Sem o controlador de polarização em fibra óptica, não temos uma forma acessível de alterar a fase para velocidade nula ϕ_0 . Assim foram apenas realizadas montagens colocando mais um acoplador 2×2 e variando a posição do fotodíodo na montagem. De ter em atenção que apesar de ter sido realizado o ajustamento de curvas aos dados, este ajustamento não é fiável pois apenas foram obtidos dados para uma pequena parte da sinusoide.

É de notar que foram recolhidos mais dados que os apresentados. Estes não estão apresentados por motivos de redundância de informação e de forma a que o documento seja mais sintético.

Tanto a montagem 1 como a montagem 2 foram montagens realizadas para experimentar o sistema. De ter em atenção que não temos controlo sobre o mesmo a não ser pela regulação da potência do laser que foi ajustada num valor elevado de forma a ter uma boa relação sinal ruído. O motor utilizado nestas montagens apenas permitia uma gama de velocidades angulares até cerca de 20 °/s.

4.1.1 Montagem 1

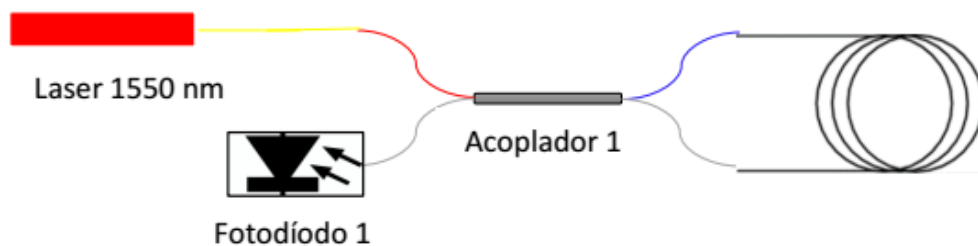


Figura 4.2: Esquema de montagem para a montagem 1.

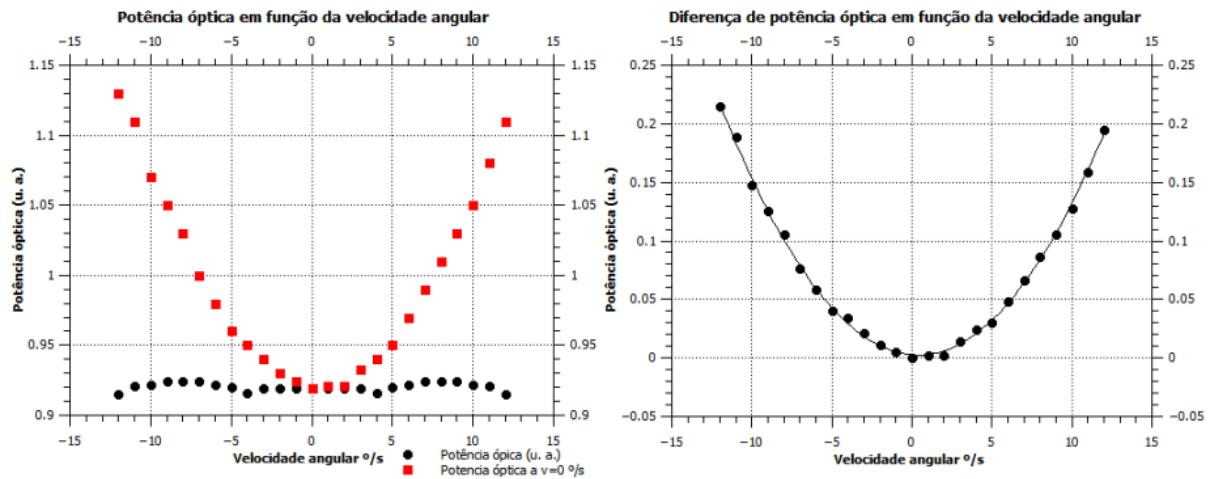


Gráfico 7: Resultados da montagem 1. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores.

4.1.2 Montagem 2

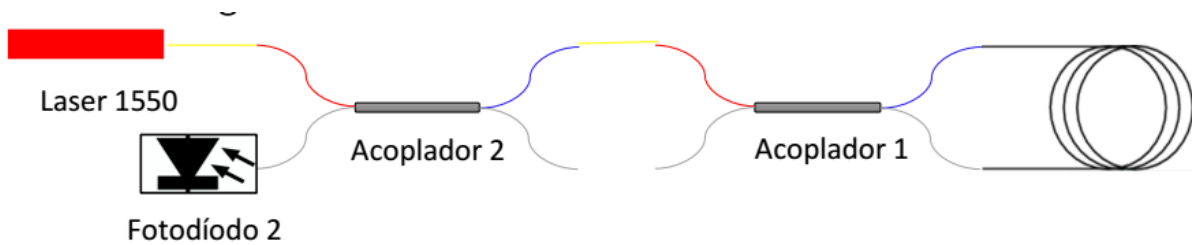


Figura 4.3: Esquema de montagem para a montagem 2.

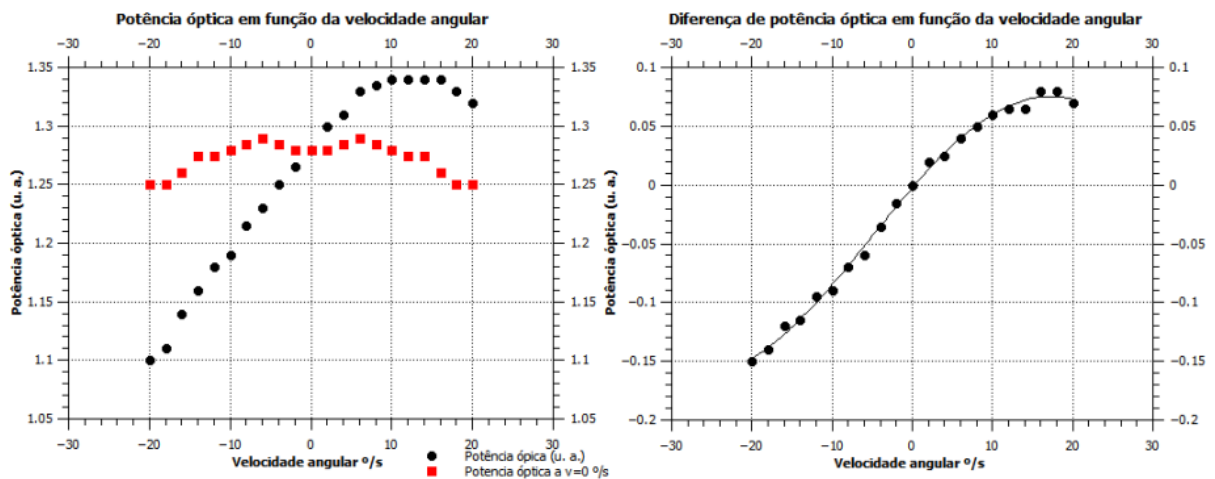


Gráfico 8: Resultados da montagem 2. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores.

4.1.3 Análise dos dados

Como podemos constatar, a diferente posição do fotodíodo no acoplador 1 ou no acoplador 2 provoca uma curva próxima do mínimo para o acoplador 1 (interferência destrutiva) e uma curva próxima do máximo para o acoplador 2 (interferência construtiva). De notar também que o coeficiente c da curva de ajuste é bastante diferente entre as duas montagens, sendo que para a montagem 1 toma o valor de

cerca de 0.4 %/s e na montagem 2 toma o valor de cerca de 17.2 %/s. É de notar ainda a disparidade entre estes dois valores que não podem ser controlados segundo as suas montagens.

Um outro aspeto a ter em conta é o facto de o valor mínimo de potência óptica no fotodíodo para a montagem 1 não ser igual a zero, querendo isto dizer que a modulação por interferência do sinal não é total.

4.2 DADOS RECOLHIDOS E ANÁLISE EM MONTAGENS COM O CONTROLADOR DE POLARIZAÇÃO EM FIBRA ÓPTICA NO ENROLAMENTO DE FIBRA ÓPTICA

Para a segunda parte de experiências laboratoriais em que o controlador de polarização foi incluído, já foi possível controlar a fase para velocidade nula ϕ_0 . Assim para controlar a fase foi usado o valor de potência óptica para velocidade nula. O controlador de polarização altera substancialmente este valor com a manipulação das pás, de modo que encontrámos dois pontos de interesse: um em que a potência óptica no fotodíodo 2 é mínima (que corresponde a $\phi_0 \approx 0$) e outro em que a potência óptica no fotodíodo 2 é máxima (que corresponde a ϕ_0 máximo). Com base nestes dois pontos foi realizada uma experiência para uma posição intermédia. A posição aproximada das pás está registada no esquema de montagem.

É de ter em atenção que após verificar que o sinal no fotodíodo 1 é o inverso do sinal do fotodíodo 2, deixámos de medir simultaneamente com dois fotodíodos. Nas duas montagens seguintes apenas utilizámos o sinal do fotodíodo 2. Por outro lado, a partir da montagem 4 passámos a utilizar um motor que permite uma velocidade angular substancialmente maior.

Na montagem 3 o controlador de polarização foi ajustado de forma a alcançar um mínimo de intensidade no fotodíodo 1. Já a montagem 4 foi realizada para alcançar o máximo valor para a fase para velocidade nula que é representada pelo valor de ϕ_0 ou do coeficiente c . Por fim a montagem 5 foi realizada para alcançar um valor de ϕ_0 próximo de $\pi/2$.

4.2.1 Montagem 3

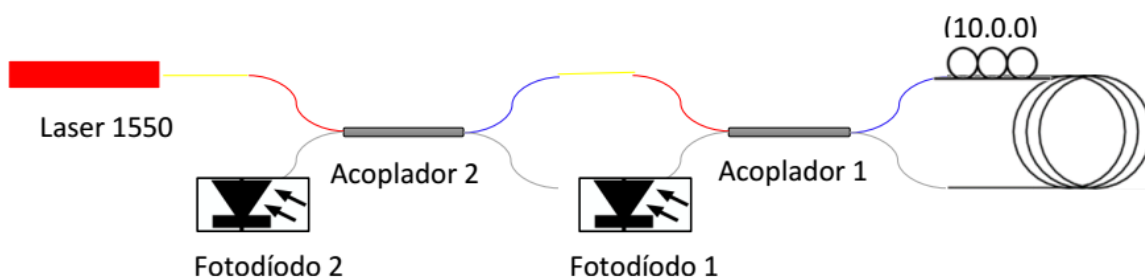


Figura 4.4: Esquema de montagem para a montagem 3.

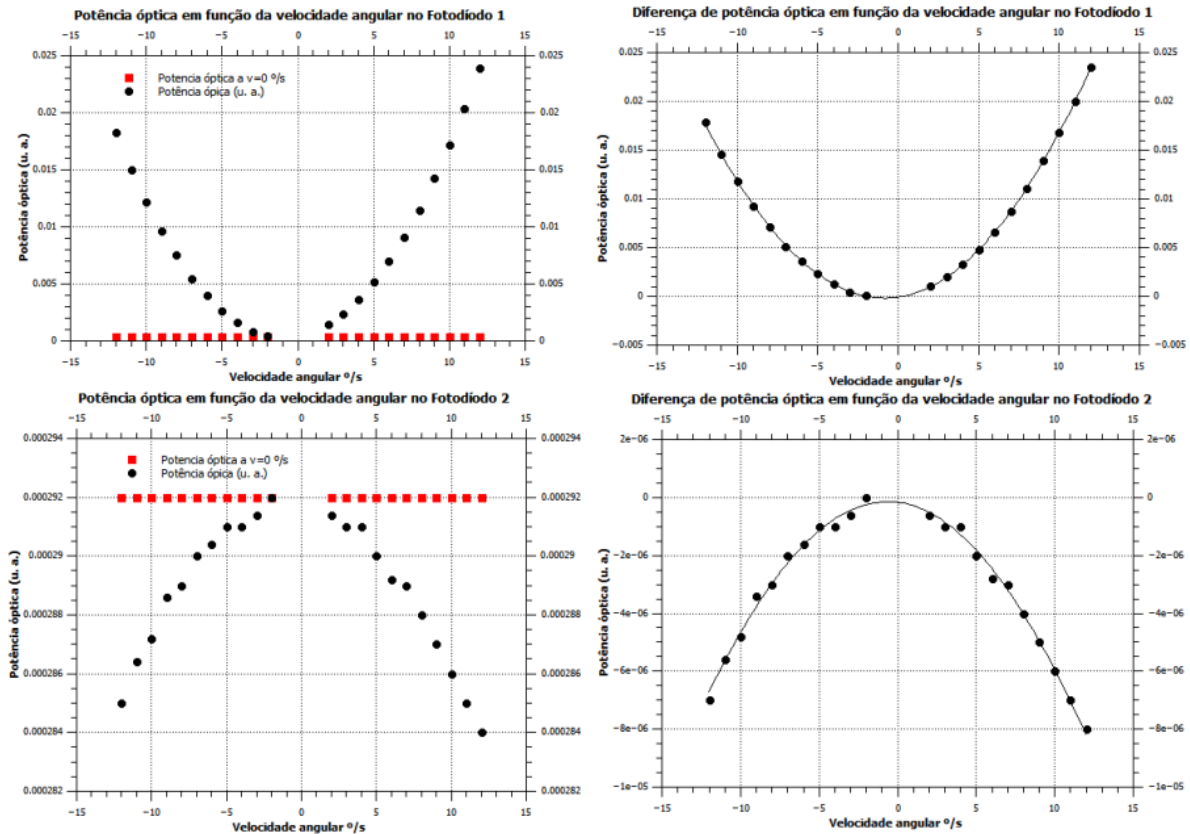


Gráfico 9: Resultados da montagem 3. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores.

4.2.2 Montagem 4

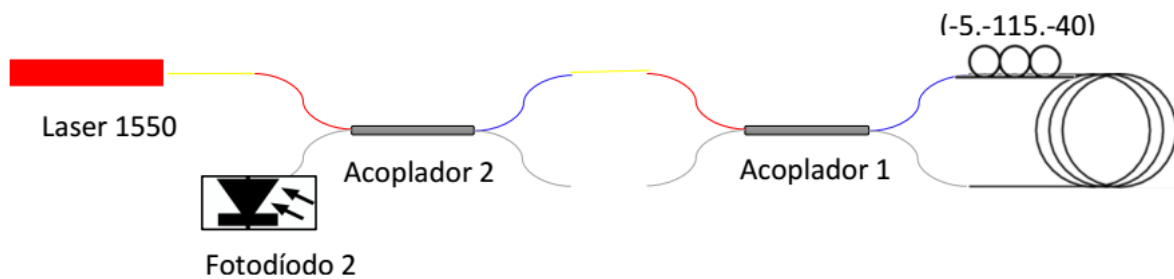
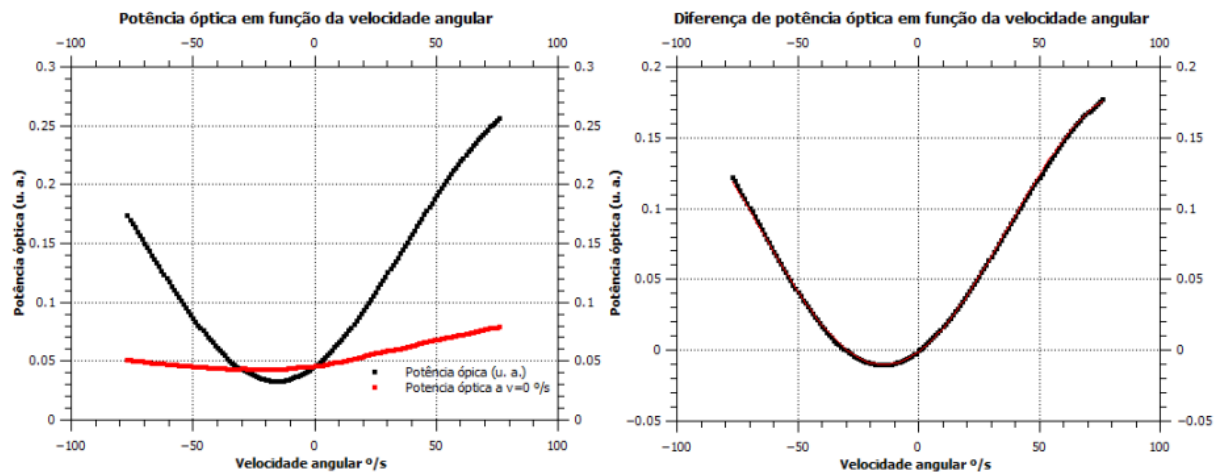
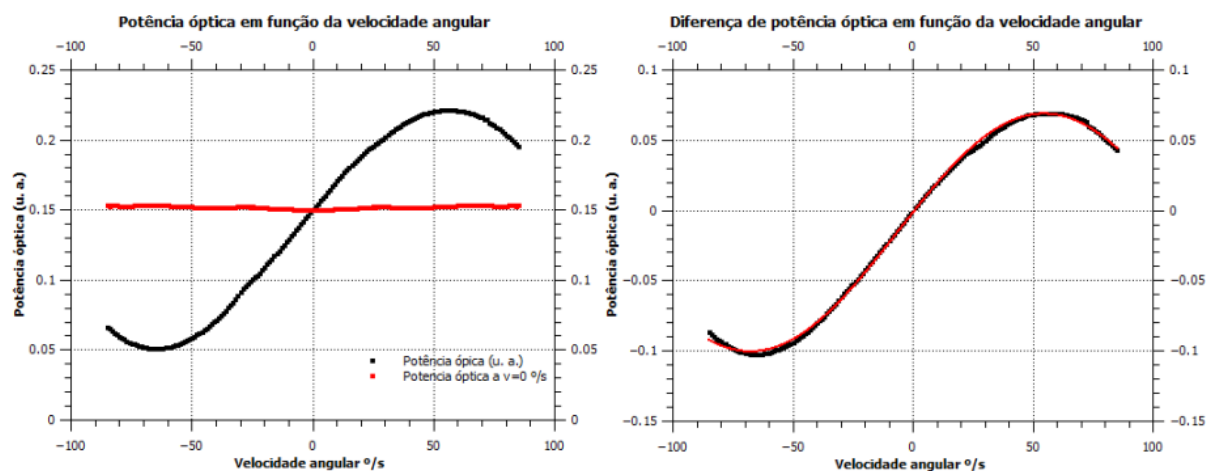
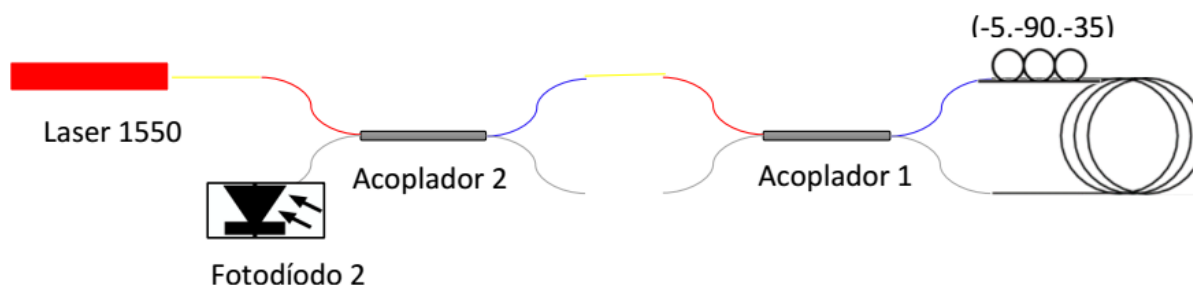


Figura 4.5: Esquema de montagem para a montagem 4.



4.2.3 Montagem 5



4.2.4 Análise dos dados

Analisando os dados apenas do fotodíodo 2 para as diferentes montagens, podemos constatar que o

desvio da velocidade angular para velocidade angular nula (c) variou substancialmente. Este coeficiente toma os valores: -0.6 °/s para a montagem 3, 88.3 °/s para a montagem 4 e 54.5 °/s para a montagem 5. Para as montagens 4 e 5 podemos relacionar este coeficiente com a fase para velocidade nula ϕ_0 , obtendo para ϕ_0 os seguintes valores: 155.3 ° para a montagem 4 e 80.3 ° para a montagem 5. Este último valor aproxima-se do valor ideal para $\phi_0 = \pi/2$ rad = 90 °. De notar que o controlador de polarização permite variar a fase ϕ_0 até valores próximos de 160 °, permitindo um controlo mais que suficiente sobre a mesma (o valor ideal é 90 °).

Verifica-se que, observando os dados recolhidos da montagem 5, o valor experimental para $b = 0.026$ rad · s / ° é aproximado do valor teórico, tendo um erro relativo de $3,7$ %. Podemos também verificar que a gama dinâmica é aproximadamente igual à teoricamente esperada tendo em atenção que a gama dinâmica teórica foi calculada para $\phi_0 = \pi/2$.

Os dados obtidos da potência óptica para velocidade nula são diferentes conforme as montagens. É possível verificar nalgumas montagens uma variação significativa deste sinal. Esta variação pode aumentar bastante o erro de medição de um sensor baseado numa destas montagens. Assim será necessário estudar esta variação de forma a tentar anulá-la e, por conseguinte, reduzir o erro por ela provocado.

Um outro aspeto a ter em conta é o facto de o valor mínimo de potência óptica no fotodíodo para a montagem 3 ser praticamente nulo, conseguindo obter uma modulação do sinal total por interferência. Por outro lado, para as montagens 4 e 5, a modulação não é total, sendo maior para a montagem 5.

4.3 DADOS RECOLHIDOS E ANÁLISE EM MONTAGENS COM O CONTROLADOR DE POLARIZAÇÃO EM FIBRA ÓPTICA ENTRE OS ACOPLADORES

Esta montagem foi realizada para tentar perceber se a forma da polarização da fonte de luz alterava significativamente o desempenho do nosso sensor. É de notar que nesta montagem não temos acesso discriminado a cada um dos feixes que se propaga no enrolamento de fibra óptica, mas ao feixe que lhes dá origem. Esta era uma das formas de perceber se poderíamos controlar ou manipular a fase entre os dois feixes tendo o controlador de polarização fora do enrolamento de fibra óptica.

A montagem 6 foi realizada para alcançar um máximo de intensidade no fotodíodo 2 por meio de ajustes no controlador de polarização. Já a montagem 7 foi realizada para permitir uma análise da forma como o controlador de polarização altera a intensidade óptica para velocidade angular nula para várias posições das pás do mesmo.

4.3.1 Montagem 6

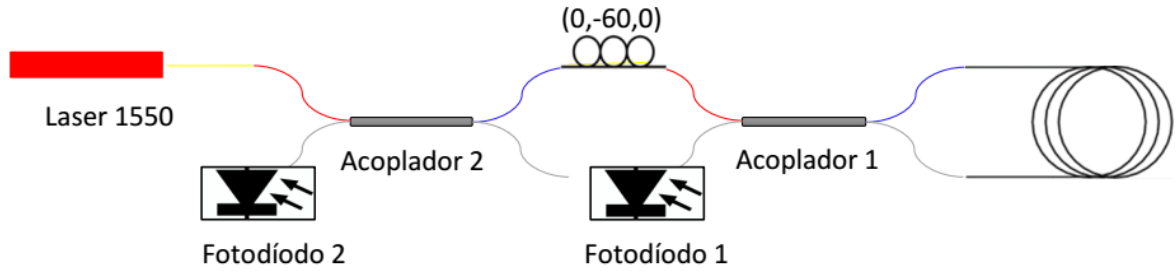


Figura 4.7: Esquema de montagem para a montagem 6.

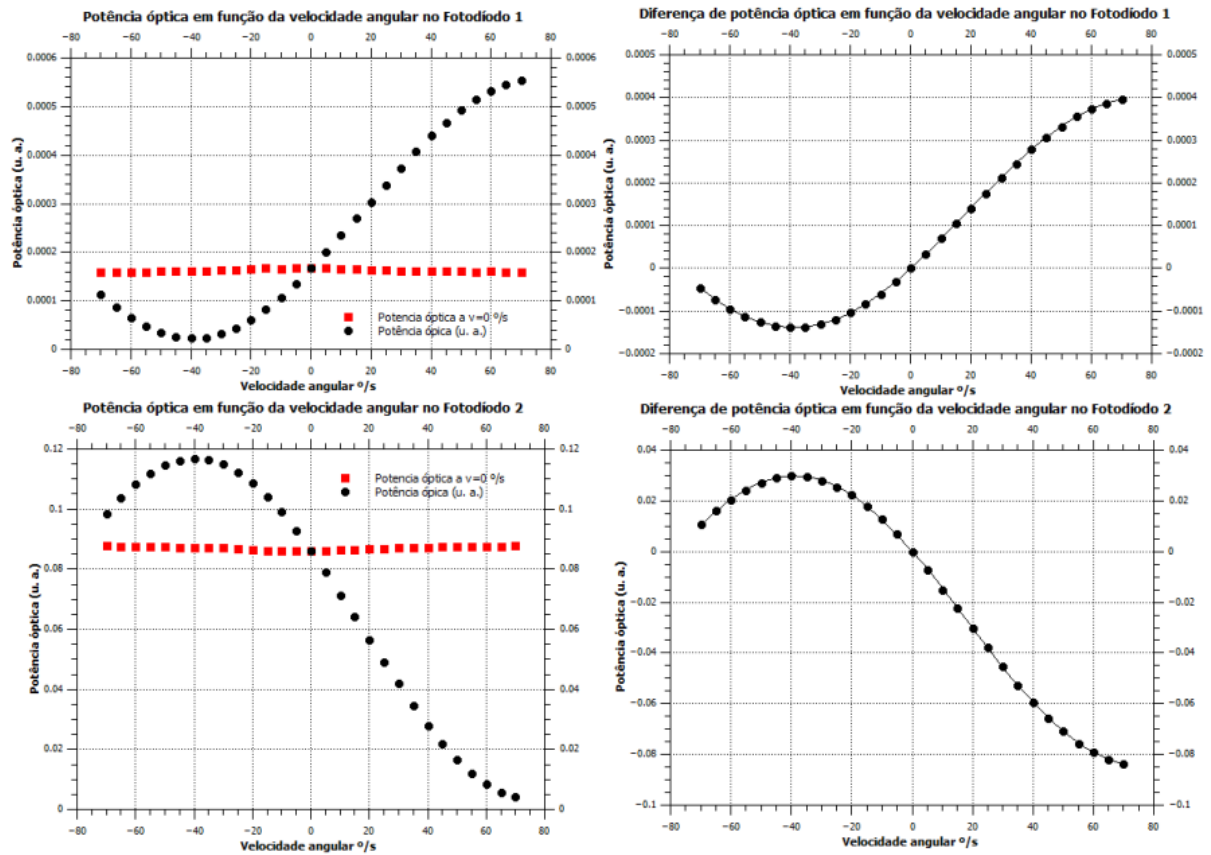


Gráfico 12: Resultados da montagem 6. À esquerda temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. À direita temos a diferença entre as duas anteriores. A curva de ajuste à direita (a vermelho) está sobreposta aos dados de modo que é difícil de identificar.

4.3.2 Montagem 7

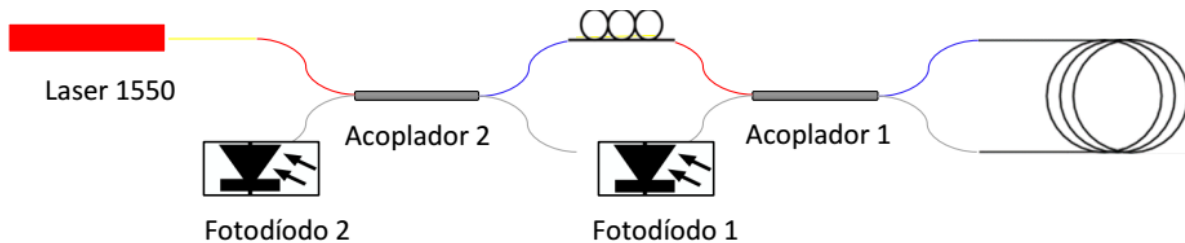


Figura 4.8: Esquema de montagem para a montagem 7.

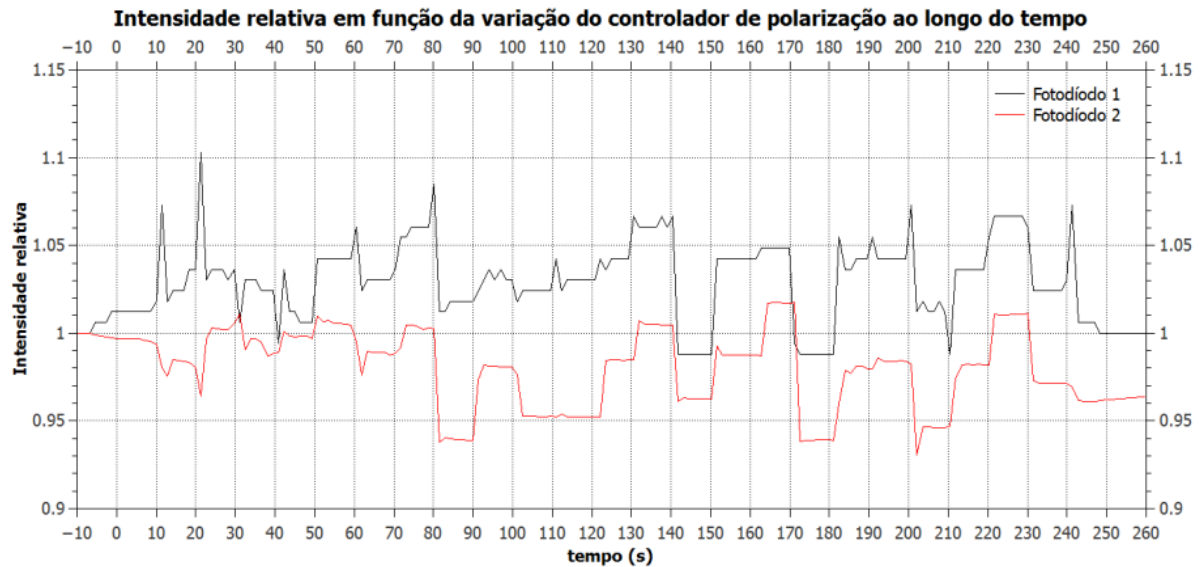


Gráfico 13: Intensidade nos dois fotodiodos em função da variação do controlador de posição com o tempo. De 10 em 10 s foi variada a configuração do controlador de polarização para velocidade nula.

Tabela 8: Tabela de interpretação do gráfico anterior. A cada intervalo temporal faz corresponder uma configuração do controlador de polarização.

De (s)	a (s)	CP (°,°,°)	De (s)	a (s)	CP (°,°,°)	De (s)	a (s)	CP (°,°,°)
0	10	(0,0,0)	90	100	(0,0,0)	180	190	(0,0,0)
10	20	(-45,-45,-45)	100	110	(45,0,0)	190	200	(0,0,-45)
20	30	(-90,-90,-90)	110	120	(90,0,0)	200	210	(0,0,-90)
30	40	(0,0,0)	120	130	(0,0,0)	210	220	(0,0,0)
40	50	(45,45,45)	130	140	(0,-45,0)	220	230	(0,0,45)
50	60	(90,90,90)	140	150	(0,-90,0)	230	240	(0,0,90)
60	70	(0,0,0)	150	160	(0,0,0)	240	250	(0,0,0)
70	80	(-45,0,0)	160	170	(0,45,0)			
80	90	(-90,0,0)	170	180	(0,90,0)			

4.3.3 Análise dos dados

Podemos observar pelos resultados da montagem 7 que grandes variações da polarização do feixe óptico antes de entrar no enrolamento da fibra óptica não alteram significativamente o sinal para velocidade nula, tendo variações na ordem dos 5%. Vemos também que apesar de diferentes posições do controlador de polarização influenciarem de forma diferente os sinais nos dois fotodiodos, a diferença entre os dois sinais também não é muito significativa.

Já observando os resultados da montagem 6 podemos verificar que o sinal apresenta uma diferença de fase de -40 °/s, o que nos permite dizer que o controlador de polarização teve influência na fase. Isto pode ser explicado por disformidades na birrefringência da fibra óptica ao longo da mesma e pela alteração diferenciada da polarização no acoplador para os dois feixes ópticos. Também podemos

observar que, comparando com resultados anteriores, o controlador de polarização teve também influência na amplitude de modulação do sinal ser quase total: o sinal é quase nulo para uma diferença de fase nula no fotodíodo 1. Isto pode se dever ao facto de as polarizações dos feixes ópticos estarem alinhadas no momento da recombinação dos mesmos, sendo que os feixes interferem na totalidade. Este alinhamento pode ser controlado pelo controlador de polarização.

No entanto, dado que para velocidade nula é difícil prever qual a forma da modulação dado que o sinal não varia muito como vemos na montagem 7, não temos a capacidade de usar o controlador de polarização para alterar a fase ϕ_0 de forma previsível como acontecia com a série de montagens anterior.

4.4 DADOS RECOLHIDOS E ANÁLISE EM MONTAGENS COM A CONFIGURAÇÃO OTIMIZADA

Dado o êxito da montagem 5 para o controlo da fase ϕ_0 , decidimos realizar uma montagem mais simples e prática que foi usada para estudar o nosso sensor.

Nesta montagem conseguimos controlar a fase ϕ_0 a partir do sinal para velocidade nula. Este muda aproximadamente segundo a seguinte equação $I = I_0(1 + \cos(\phi_0))$, $\Delta\phi = 0$. A fase pode ser controlada variando as pás do controlador de polarização (começando pela lâmina de $\lambda/2$ e depois ajustando com as lâminas de $\lambda/4$), de forma a encontrar uma intensidade no fotodíodo que correspondesse à fase ϕ_0 pretendida. De forma mais difícil, é também possível ajustar as pás do controlador de forma a aumentar a amplitude de modulação.

O controlador de polarização foi ajustado de forma a obter uma fase $\phi_0 = \pi/2$ e a aumentar a amplitude de modulação do sinal. Foi realizada uma curva de ajuste aos dados de forma a retirar os parâmetros de calibração e assim poder analisar e caracterizar o giroscópio.

4.4.1 Montagem 8

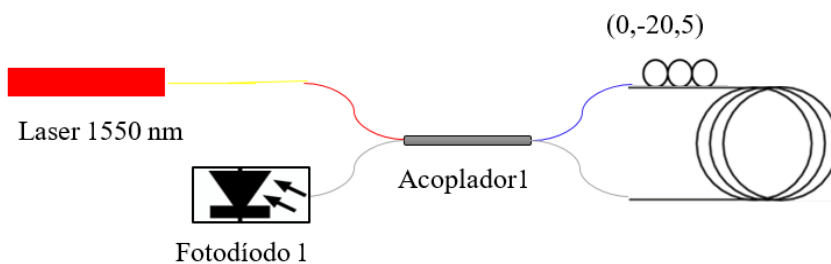


Figura 4.9: Esquema de montagem para a montagem 8.

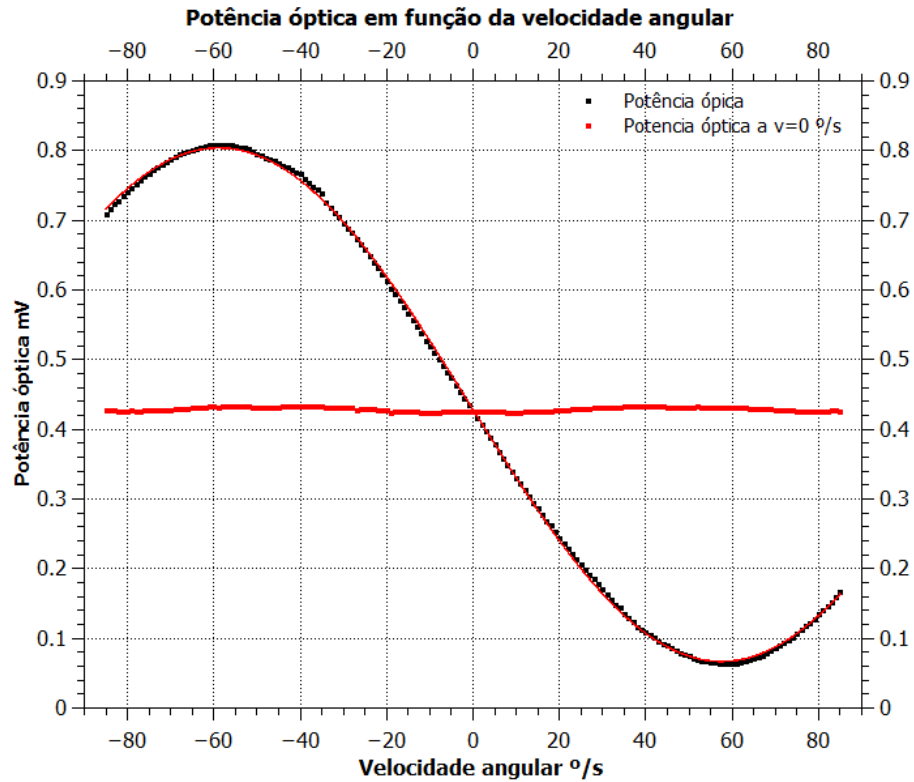


Gráfico 14: Resultados da montagem 8. Temos a preto a potência óptica em função da velocidade angular e a vermelho a potência óptica para velocidade nula no mesmo ciclo. A curva de ajuste está a vermelho.

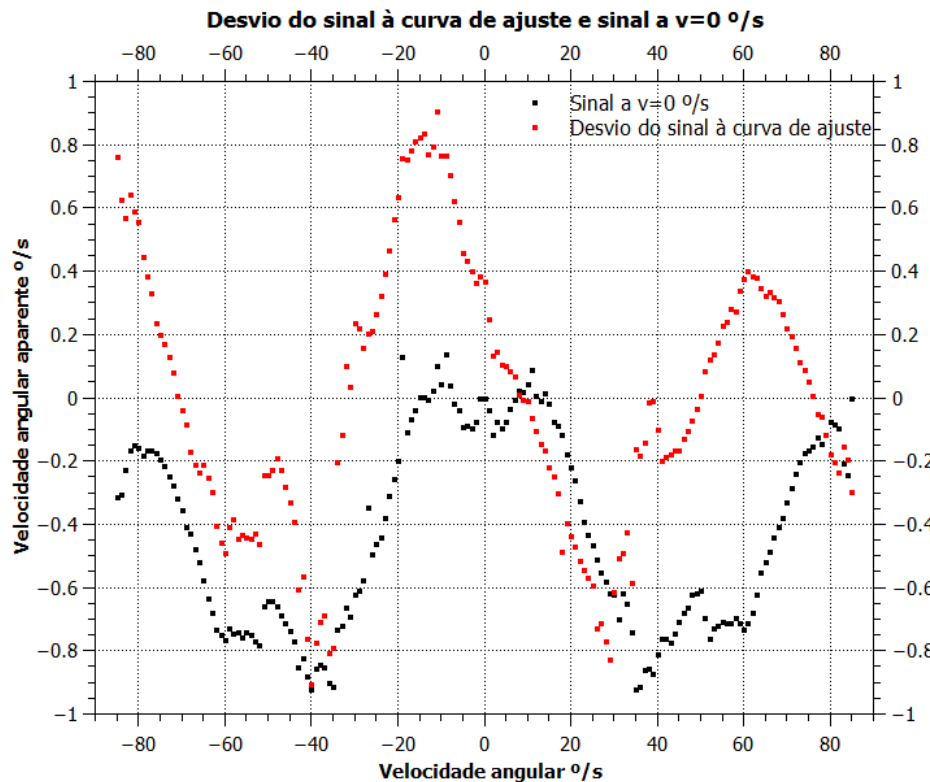


Gráfico 15: Resultados da montagem 8. Temos a preto o desvio do sinal à curva de ajuste e a vermelho o sinal para $v=0$ °/s. Os dados estão expressos para velocidade angular aparente.

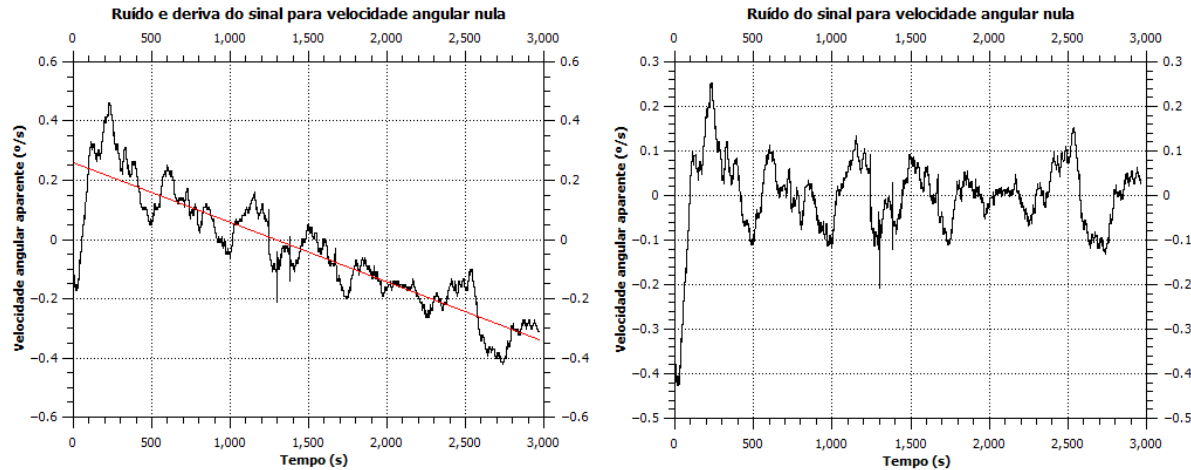


Gráfico 16: Ruído e deriva do sinal para velocidade nula após a realização da curva de calibração (gráfico anterior). À esquerda temos o sinal em termos da velocidade aparente (deriva representada a vermelho). À direita temos o sinal ao qual foi subtraída a deriva.

4.4.2 Análise dos dados

A montagem 8 permite analisar o sensor de uma forma detalhada:

Tabela 9: Quadro com os valores dos vários coeficientes da curva de calibração do sensor e comparação com os resultados esperados.

Coefficiente	Resultado Prático	Incerteza	Resultado Esperado	Diferença Relativa
b	0.02700 rad · s / °	0.00003 rad · s / °	0.02729 rad · s / °	-1.1 %
c	57.56 °/s	0.09 °/s	57.55 °/s	-0.017 %
$\omega_{m\acute{a}x}$	58.18 °/s	0.06 °/s	57.55 °/s	-0.017 %
ϕ_0	89.045 °	0.003 °	90 °	-1.06 %
$\partial \omega / \partial \Delta \phi$	0.6464 s ⁻¹	0.0008 s ⁻¹	0.6395 s ⁻¹	1.1 %
$\partial \omega / \partial I$ ($\omega = 0$)	-100.6 °/(s mW)	0.2 °/(s mW)	-	-

Podemos verificar que os resultados práticos do sensor estão muito próximos dos resultados esperados, conseguindo mesmo uma modulação do sinal de cerca de 92 % da amplitude máxima, que não sendo o ideal (100 %) é bastante razoável. De destacar a pequena diferença entre o resultado prático e o esperado para o coeficiente b que determina a sensibilidade do sensor. A fase ϕ_0 é também muito próxima do resultado esperado sendo 89 °. É de ter em atenção que apesar de o coeficiente c ter um resultado muito próximo do esperado, este resultado é dependente do coeficiente b , daí haver cerca de 1,06 % de diferença relativa para o valor esperado de ϕ_0 .

Analisando agora o resultado do desvio à curva de ajuste, podemos verificar que este tem uma amplitude máxima da ordem de 1 °/s em velocidade angular aparente, o que é comparável com a amplitude máxima do sinal para velocidade angular nula. É importante constatar que usando esta montagem como sensor de velocidade angular, estes são os parâmetros que mais limitam a incerteza de uma medição com o sensor. Por um lado a estabilidade do zero e por outro lado a incerteza relacionada com a medição de uma determinada velocidade angular. Isto pode dever-se a vibrações provocadas pelo motor em rotação. Estas vibrações podem afetar a posição e estabilidade dos vários elementos que contém fibra óptica apesar dos esforços para fixar os vários elementos. Estes elementos

são bastante sensíveis a variações da posição ou torção da fibra óptica. É de notar que o sinal para velocidade nula durante um ciclo de medições varia muito mais do que quando o sensor se encontra continuamente parado como podemos verificar pela análise dos Gráficos 15 e 16.

O Gráfico 16 mostra-nos o sinal a variar no tempo para velocidade nula. Permite-nos analisar separadamente o ruído e a deriva. O ruído apresenta uma amplitude de cerca de 0.1 °/s, sendo o desvio padrão de 0.086 °/s. Por outro lado a deriva apresenta uma variação de cerca de 2.0×10^{-4} °/s². Dado que neste caso, o giroscópio está em repouso, o ruído pode-se dever a variações da fonte de luz, principalmente em termos de polarização, dado que no sistema não se encontra um polarizador e que o controlador de polarização não fixa a polarização do feixe. No entanto é difícil de verificar as variações da fonte de luz pois não possuímos em laboratório um polarímetro. Por outro lado a deriva pode-se dever a uma taxa de variação da temperatura não nula. Segundo os cálculos teóricos relativos a esta fonte de deriva, a deriva (variações lentas e continuadas do sinal no Gráfico 16) corresponde a uma taxa de variação contínua da temperatura de cerca de 0.0003 °C/s (1.08 °C/h). Um aumento contínuo da temperatura ambiente afeta de forma diferente a parte exterior do enrolamento da fibra óptica, criando uma diferença de temperatura entre o interior e o exterior do enrolamento que vai aumentando com o tempo antes que a condução térmica a possa equilibrar. Dado que o enrolamento de fibra óptica não foi feito de forma a que pontos simétricos da fibra estivessem justapostos (o que poderia cancelar este efeito), a crescente diferença de temperatura pode ser responsável pela deriva observada.

Podemos assim resumir as características base deste giroscópio como sensor:

- Função de transferência:

$$\omega = \frac{1}{b} \cos^{-1} \left(\frac{I-d}{a} \right) + c \quad (^\circ/\text{s}) \quad (4.3)$$

com:

$$a = -0.3684 \pm 0.0003 \text{ mV}$$

$$b = 0.02700 \pm 0.00003 \text{ rad s/}^\circ$$

$$c = 57.56 \pm 0.09 \text{ }^\circ/\text{s}$$

$$d = 0.0061 \pm 0.0003 \text{ mV}$$

- Sensibilidade:

$$\frac{\partial \omega}{\partial I} = \left[-a b \sqrt{1 - \left(\frac{I-d}{a} \right)^2} \right]^{-1} \quad (^\circ/(\text{s mW})) \quad (4.4)$$

$$\left. \frac{\partial \omega}{\partial I} \right|_{(\omega=0)} = 100.6 \pm 0.2 \text{ }^\circ/(\text{s mW})$$

- Gama dinâmica:

$$-\omega_{\text{máx}} \rightarrow \omega_{\text{máx}}, \quad \omega_{\text{máx}} = 58.18 \pm 0.06 \text{ }^\circ/\text{s}$$

- Incerteza¹⁴:

$$\Delta\omega = 1.04 \text{ }^\circ/\text{s}$$

¹⁴ Incerteza calculada a partir do desvio padrão das curvas do Gráfico 15.

5 CONCLUSÃO

O estudo teórico permite-nos analisar os giroscópios, a sua história, as suas potencialidades e limitações. É importante verificar que uma das maiores limitações dos giroscópios ópticos atuais prende-se com a sua sensibilidade a variações térmicas. É importante verificar também que é possível aperfeiçoar um GIFO para conseguir responder a requisitos normalmente exigidos aos GAL. Por outro lado ainda é feita investigação e desenvolvimento nesta tecnologia apesar de ela ter surgido já à cerca de quatro décadas, o que revela a potencialidade da mesma.

O trabalho de laboratório foi pensado de forma a implementar um GIFO de forma a poder estudá-lo e assim analisar as suas potencialidades e limitações. É de verificar que vários tipos de montagens foram realizadas com um crescente nível de complexidade de forma a explorar as potencialidades das várias montagens possíveis em laboratório. Foram exploradas várias configurações do controlador de polarização para cada esquema de montagem de forma a explorar as configurações de intensidade máxima e mínima para velocidade nula de cada montagem. Apenas foram publicados os resultados vistos como relevantes para a análise do GIFO. Apesar das limitações de equipamento, foi possível usar um controlador de polarização de forma a controlar a fase para velocidade angular nula do sistema. Este tipo de montagens não é habitual no GIFO não sendo referida nos artigos científicos consultados.

O trabalho laboratorial teve resultados progressivamente melhores, começando com um GIFO em que não conseguíamos controlar a fase e que variava as suas características drasticamente se fosse desmontado e reproduzido segundo o mesmo esquema de montagem até chegarmos a um GIFO não convencional, em que em vez de usar um polarizador e um modulador de fase utilizamos um controlador de polarização para poder controlar a fase. Isto utilizando apenas os recursos disponíveis em laboratório e sem o uso de um polarímetro.

No entanto o resultado não é aceitável para os requisitos de um giroscópio comum: com uma incerteza (cerca de 1 °/s) tão grande face à gama dinâmica do giroscópio (1:56), este apenas poderia ser utilizado em aplicações com requisitos pouco exigentes.

Apesar destes resultados não serem muito animadores, eles são concordantes com as características esperadas para este GIFO tendo em conta a sensibilidade, a gama dinâmica, e a função de transferência. É também positivo o facto de conseguirmos controlar a fase para velocidade nula com uma amplitude de cerca de 150 °, sendo que permite uma fase de 90 ° que é a fase para velocidade angular nula ideal. Por fim é ainda possível controlar a amplitude de modulação do sinal de forma a ter uma amplitude de modulação máxima de cerca de 92 % do máximo de intensidade para uma fase de cerca de 90 ° e de 100% do máximo de intensidade para uma fase nula.

Este é portanto um estudo de base que poderá ser usado para perceber as limitações de um GIFO e as dificuldades a serem ultrapassadas de forma a poder desenvolver um GIFO aperfeiçoado e que corresponda a requisitos mais exigentes. O estudo deste GIFO permite perceber quais os elementos chave de um GIFO, o seu potencial e o que se poderá esperar de uma montagem mais rigorosa, utilizando componentes especialmente desenhados para este tipo de tecnologia.

É de salientar que este estudo abre as portas a um desenvolvimento desta tecnologia por parte do LOLS que agora poderá investir de forma mais segura e sustentada neste tipo de tecnologia. Não só pode usá-la como material didático para as disciplinas da área da Óptica, como pode, a partir destes resultados, investigar e desenvolver um protótipo capaz de responder aos requisitos de novas

tecnologias e aplicações como é o caso do estudo referenciado [14].

Um projeto que usasse componentes como os propostos no final do Capítulo 2.2.6.2.8, teria garantias de diminuir as fontes de ruído e de deriva do giroscópio estudadas no Capítulo 2.2.6.2. Entre as alterações mais significativas está o uso de uma fonte DSL, o uso de uma fibra óptica mono-modo com um enrolamento que tenha pontos simétricos da fibra justapostos ou o uso de um modulador de fase em conjunto com um polarizador. Por outro lado, usar componentes especialmente desenhados para esta tecnologia teria a particularidade de estes se adaptarem melhor às condições das aplicações a que são destinados. Um GIFO insensível às vibrações do sistema é possível com o desenvolvimento de componentes desenhados para não reagirem a este tipo de vibração.

6 BIBLIOGRAFIA

- [1] W. W. Chow, J. Gea-Banacloche, L. M. Pedrotti, V. E. Sanders, W. Schleich, e M. O. Scully, «The ring laser gyro», *Rev. Mod. Phys.*, vol. 57, n. 1, pp. 61–104, Jan. 1985.
- [2] J. Juang e R. Radharamanan, «Evaluation of Ring Laser and Fiber Optic Gyroscope Technology».
- [3] J. Blake, «Fiber optic gyroscopes», em *Optical Fiber Sensor Technology*, Boston, MA: Springer US, 1998, pp. 303–328.
- [4] H. J. Arditty e H. C. Lefèvre, «Theoretical Basis of Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes», em *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies*, P. S. Ezekiel e D. H. J. Arditty, Eds. Springer Berlin Heidelberg, 1982, pp. 44–51.
- [5] H. C. Lefevre, *The Fiber-Optic Gyroscope*, 2.^a ed. Artech House, 2014.
- [6] G. Sagnac, «L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme», em *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, 1913, pp. 708–710.
- [7] A. A. Michelson, «The Effect of the Earth's Rotation on the Velocity of Light, I.», *Astrophys. J.*, vol. 61, p. 137, Abr. 1925.
- [8] A. A. Michelson e H. G. Gale, «The Effect of the Earth's Rotation on the Velocity of Light, II.», *Astrophys. J.*, vol. 61, p. 140, Abr. 1925.
- [9] W. S. Otaguro, E. Udd, e R. F. Cahill, «Fiber-Optic Gyro For Space Applications», 1986, pp. 205–213.
- [10] S. Merlo, M. Norgia, e S. Donati, «Fiber gyroscope principles», em *Handbook of Optical Fibre Sensing Technology*, J. M. López-Higuera, Ed. John Wiley & Sons Ltd., 2000.
- [11] «Fresnel's Drag Coefficient and Dispersion». [Em linha]. Disponível em: <http://www.mathpages.com/home/kmath702/kmath702.htm>.
- [12] F. Mohr, «Thermooptically induced bias drift in fiber optical Sagnac interferometers», *J. Light. Technol.*, vol. 14, n. 1, pp. 27–41, 1996.
- [13] A. Shamir, «An overview of Optical Gyroscopes Theory, Practical Aspects, Applications and Future Trends», 2006.
- [14] Heimann, Marcus, «Optical Gyroscope for Navigation Grade Inertial Measurement Units for Microsatellites at Low Earth Orbit», apresentado na Kongress Optische Sensorik und CPS.
- [15] S. K. Sheem, «Optical fiber interferometers with [3x3] directional couplers: Analysis», *J. Appl. Phys.*, vol. 52, n. 6, pp. 3865–3872, 1981.

- [16] Thorlabs, «Manual Fiber Polarization Controllers». [Em linha]. Disponível em: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_ID=343. [Acedido: 06-Jul-2016].
- [16] R. Ulrich e A. Simon, «Polarization optics of twisted single-mode fibers.», *Appl. Opt.*, vol. 18, n. 13, pp. 2241–2251, 1979.
- [18] T. Numai, «Fabry-Perot Laser Diodes», em *Laser Diodes and their Applications to Communications and Information Processing*, Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2011, pp. 123–190.
- [19] «Laser Diode Tutorial». [Em linha]. Disponível em: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1832. [Acedido: 26-Sep-2016].
- [20] D. M. Shupe, «Thermally induced nonreciprocity in the fiber-optic interferometer», *Appl. Opt.*, vol. 19, n. 5, p. 654, Mar. 1980.
- [21] C. C. Davis, *Fiber Optic Technology and It's Role in Information Revolution*. .